

Série A, n°
N° d'ordre :

102

THÈSE

PRESENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

PAR

GOLDSTEIN Charles

Sujet : Dynamique des particules dans l'accélérateur
linéaire à ions lourds d'Orsay (A.L.I.C.E.) :
focalisation et accélération.

Soutenues le 6.11.70 devant la Commission d'examen

MM. LEFORT

Président.

RIOU

CABRESPINE

LAPOSTOLLE

} Examineurs.

Invité



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550203_0007

Série A, n°
N° d'ordre :

THÈSE

PRESENTEE

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'UNIVERSITE

PAR

GOLDSTEIN Charles

Sujet : Dynamique des particules dans l'accélérateur
linéaire à ions lourds d'Orsay (A.L.I.C.E.) :
focalisation et accélération.

Soutenues le 6.11.70 devant la Commission d'examen

MM. LEFORT

Président.

RIOU

CABRESPINE

LAPOSTOLLE

} Examineurs.

Invité

THÈSE

UNIVERSITÉ DE PARIS
FACULTÉ DES SCIENCES



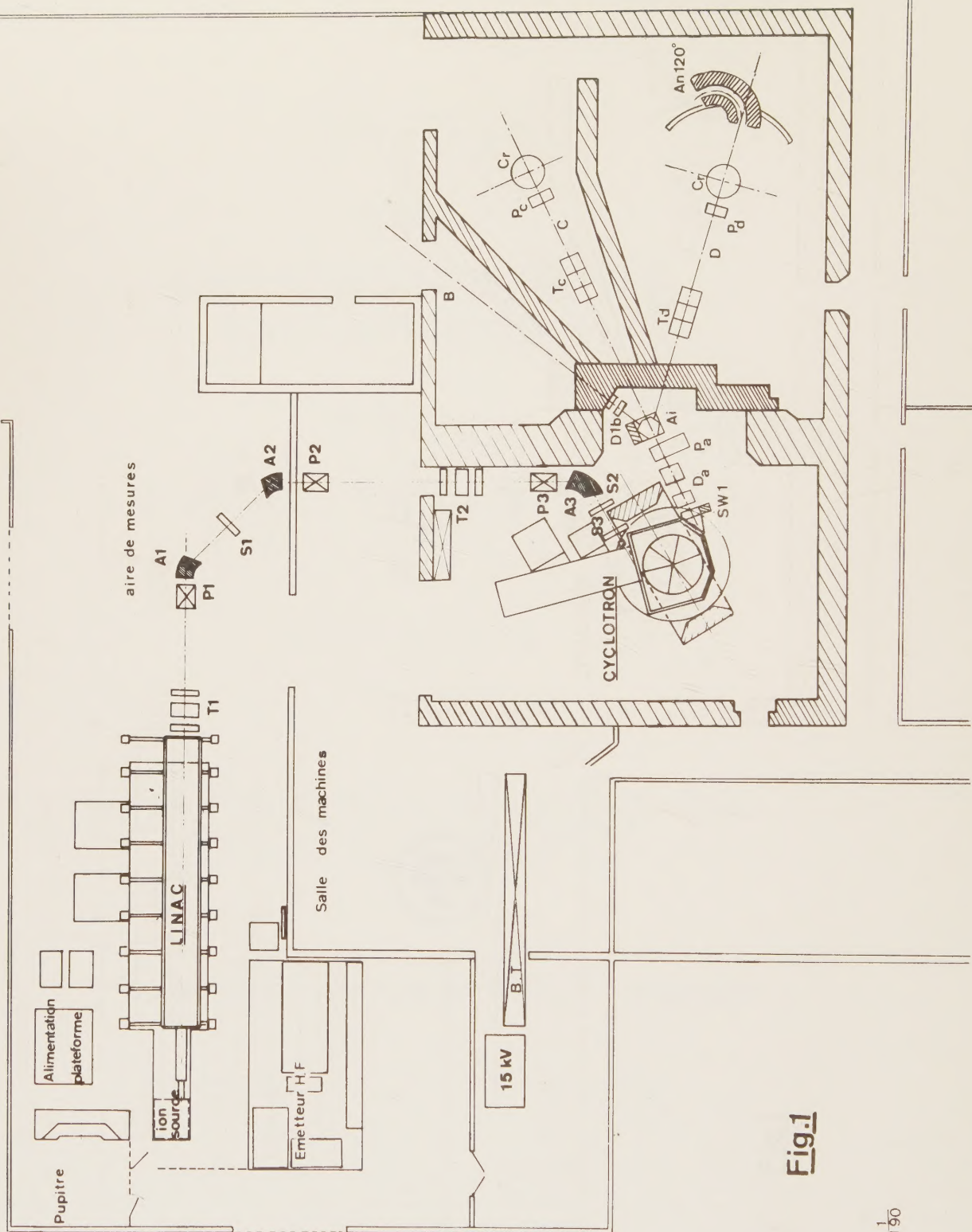


Fig.1

I - INTRODUCTION

Les études que nous avons faites sur l'accélérateur linéaire à ions lourds d'Orsay, s'insèrent dans un ensemble plus vaste, le projet ALICE (réf. 1, 2) que nous allons décrire brièvement.

L'accélérateur linéaire (réf. 3, 4) sert d'injecteur à un cyclotron isochrone à ions lourds précédemment construit (fig. 1). Cet ensemble permet d'accélérer à énergie variable, les ions lourds de l'azote au Xénon (environ 400 MeV pour le Kr^{21+}). Il comprend :

- Un caisson injecteur renfermant la source d'ions multichargés, ainsi que le système d'analyse de charges et deux lentilles électrostatiques. Ce caisson est porté à un potentiel pouvant atteindre 148 KV. L'accélération est assurée par un seul intervalle à haut gradient.
- Une longueur d'adaptation du faisceau à l'accélérateur linéaire comprenant une troisième lentille électrostatique symétrique, un double système déviateur et un rassembleur à harmoniques dont l'étude complète est faite Annexe I.
- L'accélérateur linéaire qui est l'objet de ce mémoire.
- Une série d'électro-aimants de guidage et de lentilles quadripolaires de focalisation assurant le transfert du faisceau accéléré depuis la sortie de l'accélérateur linéaire jusqu'au cyclotron sur une distance de 30 m environ.
- Le cyclotron isochrone à énergie variable qui accélère à nouveau le faisceau après son "épluchage" à travers une feuille mince (fig. 2). Cet "épluchage" permet d'une part, une adaptation du rayon de courbure des particules incidentes aux orbites du cyclotron, d'autre part, un accroissement de sa charge ionique ce qui se traduit par un accroissement important de l'énergie finale de l'accélérateur composite.

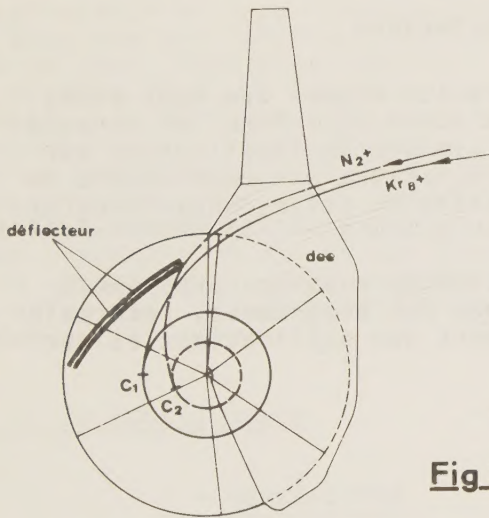
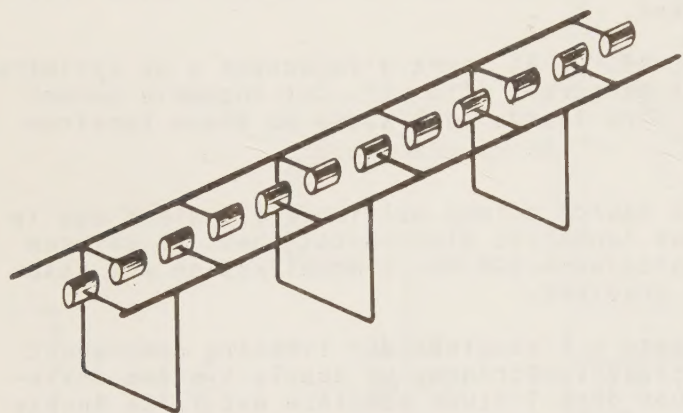


Fig 2

En ce qui concerne l'accélérateur proprement dit, nous ne donnerons pas ici l'ensemble des raisons qui ont justifié des options telles que la structure bifilaire de la ligne HF, la fréquence de résonance, la vitesse d'injection, l'énergie de sortie et les ions les plus lourds accélérables. Parmi les paramètres qui conditionnent la construction d'un accélérateur linéaire à ions lourds, il convient de faire un choix entre la masse maximum que l'on veut accélérer, le rendement de la source multichargée pour cette masse et le rap-

port charge sur masse (Z_i/A) qui détermine la longueur donc le prix de l'accélérateur linéaire. A la limite des charges possibles, (pour nous $A = 80$, $Z_i = 8$, $Z_i/A = 0.1$) on a des rendements de sources faibles en multichargés ce qui nécessite la réalisation d'un accélérateur à haut cycle utile. La valeur maximum de cycle utile est pratiquement limitée par le régime de fonctionnement en impulsions des sources d'ions multichargés actuelles (30 %). La structure accélératrice qui a semblé en 1965 la plus adaptée, est la structure de Sloan et Lawrence, l'accélération est faite suivant le mode $\pi/2$. La structure



d'environ 10 m est constituée par un ensemble de 4 systèmes bifilaires quart d'onde (fig. 3) du même type que celui de l'accélérateur de Manchester (réf. 5), la structure d'Orsay présentant l'avantage par ses améliorations d'une meilleure impédance shunt (60 M Ω /m au lieu de 40 M Ω /m). D'autre part, la structure d'Orsay est refroidie par eau ce qui permet d'atteindre un cycle utile de 30 %. Les paramètres fondamentaux sont les suivants :

Fig3

$$Z_i/A \geq 0.1 \text{ (q/m} \geq 0.1 \cdot 10^7 \text{)}$$

tension d'injection	$V_o = 140 \text{ KV}$ (pour $Z_i/A = 0.1$)
fréquence de résonance	$f = 25 \text{ MHz}$
phase de synchronisme	$- 20^\circ$
énergie finale	1.16 MeV/nucléon

Dans ce qui suit, nous allons décrire les études que nous avons faites sur l'accélérateur linéaire. Nous avons d'abord déterminé les caractéristiques géométriques de l'accélérateur et son système de focalisation par grille. Ensuite, nous décrirons le programme de dynamique qui rend compte de façon précise des caractéristiques du faisceau extrait. Enfin, nous donnerons les résultats actuels des mesures sur le faisceau extrait et les études faites pour améliorer ces caractéristiques.

Ces études ont nécessité la réalisation de nombreux programmes sur UNIVAC1108. Nous ne donnerons pas les listings des programmes, (car cela encombrerait inutilement ce mémoire) mais seulement des explications et des organigrammes si nécessaire.

II - DETERMINATION DE LA GEOMETRIE DE LA STRUCTURE ACCELERATRICE

La réalisation d'un accélérateur suppose la résolution de 3 problèmes : l'accélération, le synchronisme de l'onde accélératrice et de la particule, et le problème de la focalisation.

Dans un cyclotron, ces problèmes sont relativement découplés puisque le synchronisme et la focalisation sont réalisés à l'aide du champ magnétique, la haute fréquence ne servant qu'à l'accélération (sauf au centre où elle a une contribution primordiale dans la focalisation alors que la focalisation magnétique est faible). Il en va tout autrement dans un accélérateur linéaire à focalisation par grilles. Ici, l'accélération, le synchronisme, et la focalisation sont des problèmes étroitement liés, même si les calculs supposent dans un premier temps que les phénomènes sont découplés.

Dans une première partie, nous traiterons des problèmes de la focalisation, et décrirons d'abord les calculs de Smith et Gluckstern effectués sur la grille de Berkeley. Nous appliquerons ensuite la même méthode sur la grille de type Orsay que nous avons proposée et nous mettrons en évidence les limites du calcul. Nous définirons ensuite les paramètres technologiques de ce type de grille (température, transparence), enfin, nous décrirons les essais effectués sur une maquette d'accélérateur de 23 électrodes.

Dans une seconde partie, nous supposerons réglé le problème de la focalisation et nous dimensionnerons l'accélérateur. Même dans ces conditions, le problème est compliqué, l'existence d'électrodes d'accélération dans la cavité haute fréquence modifiant la répartition de tension dans celle-ci. Comme d'autre part, la longueur de ces électrodes dépend de la répartition de tension, on doit donc supposer réalisable une répartition de tension, puis contrôler après réalisation des électrodes calculées que l'on a bien la répartition supposée. Pratiquement, on obtient la bonne répartition de tension par une suite convergente de mesures et de calculs. Ce travail a été effectué sur une maquette HF à l'échelle 1/4, en collaboration avec M. Bosser (réf. 6). Nous reprenons le calcul des électrodes (réf. 7) et les essais qui ont conduit à la structure en vraie grandeur. Nous décrirons ensuite les mesures de contrôle effectuées sur la répartition de tension et nous discuterons les résultats obtenus (réf. 8).

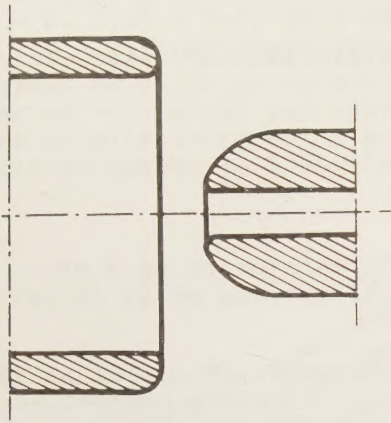
A - LA FOCALISATION

1 - GENERALITES

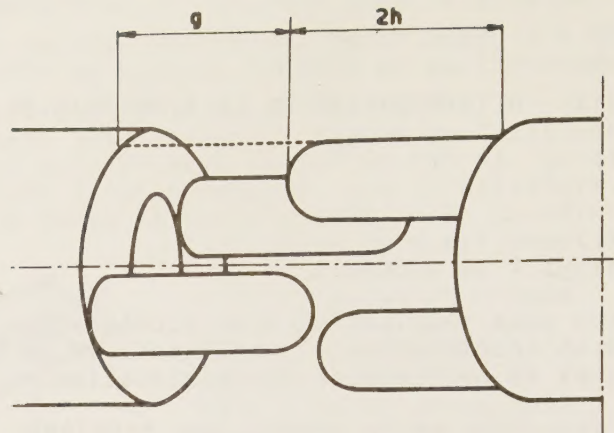
~~~~~

Il était communément admis il y a quelques années, que le choix d'une faible vitesse d'injection pour les ions lourds, impliquait obligatoirement une structure focalisante à grilles, puisque les quadripôles magnétiques nécessitaient trop de puissance et que les quadripôles électriques étaient trop compliqués (voir REMARQUE). C'est la voie choisie par les accélérateurs de Berkeley, Yale, et Manchester.

D'autres méthodes ont été proposées pour sortir des limites imposées par le théorème de Mac Millan (réf. 32) :



**Fig.4**



**Fig.5**

- D'une part, les gradients croisés qui conduisaient à abandonner le caractère cylindrique du champ, soit par la méthode dite "des boîtes d'allumettes" (réf. 9 et fig. 4), soit par celle dite "des doigts" (réf. 10 et fig. 5). Une étude de détail montrait que, l'on était conduit à des machines excessivement longues du fait de la réduction du champ accélérateur moyen.
- D'autre part, le système dit "de phase alternée" où la phase de synchronisme n'est plus constante, mais change de signe à chaque intervalle (réf. 11). Ce système conduisait à des acceptances de phases faibles, donc à des intensités de faisceau faibles.

Finalement, nous avons choisi la focalisation par grille en nous proposant d'améliorer la grille de Berkeley. C'est ce que nous allons décrire maintenant.

**REMARQUE :** Le préaccélérateur du projet d'accélérateur linéaire d'Heidelberg (réf. 12) est focalisé par des quadripôles électriques mais, malgré l'évolution de la technologie au cours de ces dernières années, le prix de cette focalisation est extrêmement élevé et un système de focalisation à grilles a aussi été proposé.

## 2 - LA GRILLE DE BERKELEY : LE CALCUL DE SMITH ET GLUCKSTERN

(réf. 13 et fig. 6)

Dans ce qui suit, les notations seront les suivantes :

$g$  distance interélectrode,  $L$  longueur de répétition,  $a$  rayon d'ouverture de l'électrode,  $\beta$  rapport de la vitesse instantanée à la vitesse d'injection,  $\lambda$  la longueur d'onde.



Photo 6

Durant sa traversée de l'intervalle, la particule reçoit une impulsion radiale qui (pour un déplacement radial constant) est :

$$\Delta v_r = \frac{q}{m\beta c} \int E_r(r, \theta, z) \cos \left( \frac{2\pi z}{L} + \phi \right) dz$$

$z$  étant l'axe longitudinal.

$$\Delta v_r = \frac{qE\beta\lambda^2}{2\pi mc} \left[ \cos \phi \frac{\partial S(r, \theta)}{\partial r} - \sin \phi \frac{\partial C}{\partial r}(r, \theta) \right]$$

avec :

$$S(r, \theta) = - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V(r, \theta, z) - V(0, \theta, z)}{\Delta V} \times \cos \frac{2\pi z}{L} d\left(\frac{2\pi z}{L}\right)$$

$$C(r, \theta) = - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V(r, \theta, z) - V(0, \theta, z)}{\Delta V} \times \sin \frac{2\pi z}{L} d\left(\frac{2\pi z}{L}\right)$$

Dans les équations précédentes  $E$  est le champ moyen,  $\Delta V$  la différence de potentiel entre les deux électrodes.

Les figures 7 et 8 montrent les courbes obtenues à Berkeley pour  $C(r, \theta)$  et  $S(r, \theta)$  en fonction de  $r/a$  avec  $g/a = 1.625$  et  $g/L = 1/4$ . Ces courbes montrent que  $S$  et  $C$  dépendent peu de  $\theta$ , aussi peut-on écrire :

$$C(r) = \langle C(r, \theta) \rangle_{\theta}$$

$$S(r) = \langle S(r, \theta) \rangle_{\theta}$$

On suppose que l'impulsion radiale est faible de telle sorte que l'on puisse décrire le mouvement radial pour un certain nombre d'intervalles, par l'équation du second ordre :

Fig.7

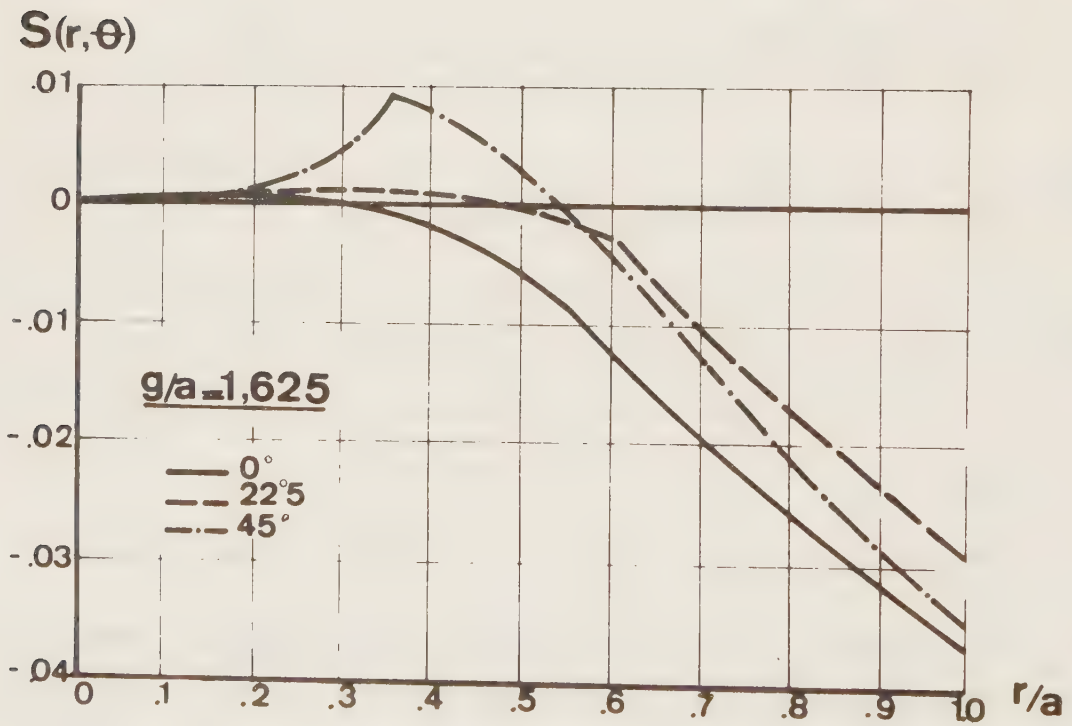
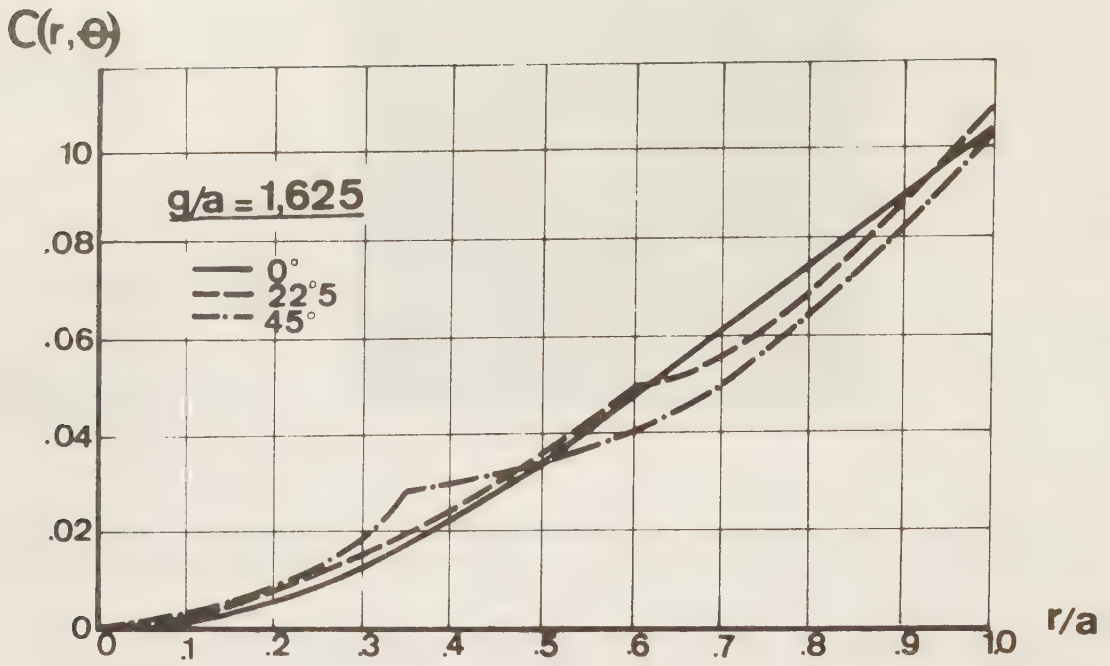


Fig.8

$$\frac{dv}{dt} = v \Delta v_r = \frac{qE_{\beta\lambda}}{2\pi m} \left[ \cos \phi \frac{dS(r)}{dr} - \sin \phi \frac{dC(r)}{dr} \right]$$

Si maintenant, pour une valeur donnée de  $r$ , on suppose la vitesse  $\beta$  constante le long de l'accélérateur ainsi que  $C(r)$  et  $S(r)$ , on a alors :

$$\frac{mv_r^2}{2} + V(r) = 0$$

avec :

$$V(r) = \frac{qE_{\beta\lambda}}{2\pi} \left[ -\cos \phi S(r) + \sin \phi C(r) \right]$$

qui est appelé le potentiel radial équivalent. Pour un  $r$  donné, la valeur de  $\phi$  pour laquelle  $V(r)$  change de signe, donne la limite de stabilité.

A partir de mesures à la cuve rhéographique pour la grille de Berkeley, nous avons calculé  $S(r)$  et  $C(r)$  puis la limite de stabilité pour  $g/a = 2$  et pour différentes valeurs de  $g/L$  (fig. 9a, 10a, 11a, 12a) et ceci dans l'un des 2 plans de symétrie où n'existe pas de matière. On voit que la zone centrale de la grille de Berkeley est défocalisante alors qu'il existe quatre "poches" focalisantes à la périphérie.

### 3 - LA GRILLE DE TYPE ORSAY

~~~~~

a) - Application du formalisme de Smith et Gluckstern

Nous avons pensé qu'il était possible d'augmenter l'étendue des zones focalisantes dans l'un des plans avec une grille formée de 2 rubans parallèles divisant le diamètre en 3 parties égales (fig. 13). Avec les notations de la fig. 16 on définit $\gamma = \frac{c}{D} = 1/3$. La grille suivante doit alors être croisée à 90° (fig. 14). Le calcul correspondant au calcul précédent doit être effectué dans deux plans perpendiculaires. Il est mené de la façon suivante :

z étant la direction du faisceau, appelons x le plan horizontal parallèle aux grilles, y le plan vertical.

Dans l'un des plans x ou y , on peut écrire :

$$\frac{dv_x}{dt} = -\frac{q}{m} \frac{\partial V_0}{\partial x} \cos \left(\frac{2\pi z}{L} + \phi \right)$$

avec :

$$v_x = V_0 \cos \left(\frac{2\pi z}{L} + \phi \right)$$

soit :

$$\Delta v_x = -\frac{q}{m} \int \frac{\partial V_0}{\partial x} \cos \left(\frac{2\pi z}{L} + \phi \right) dt$$

Si l'on suppose comme précédemment que $v_z = \text{cste}$ dans l'intervalle :

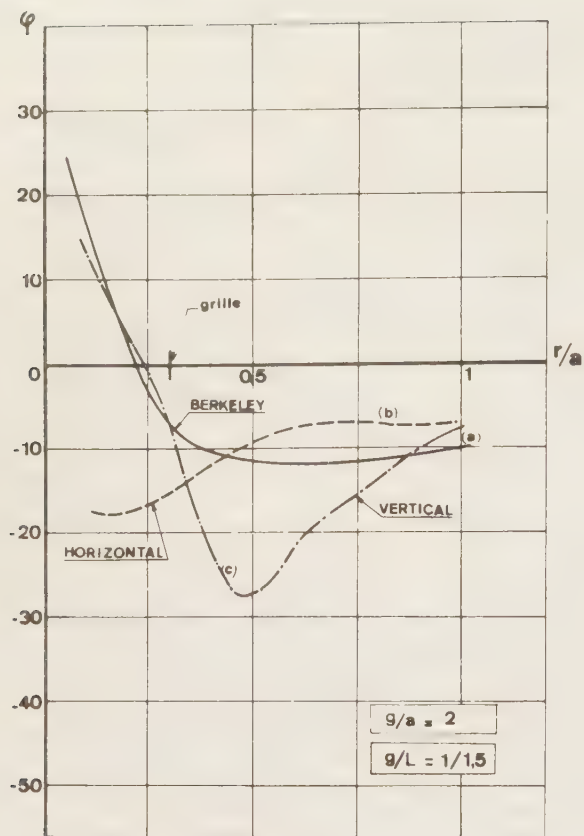


FIG 9

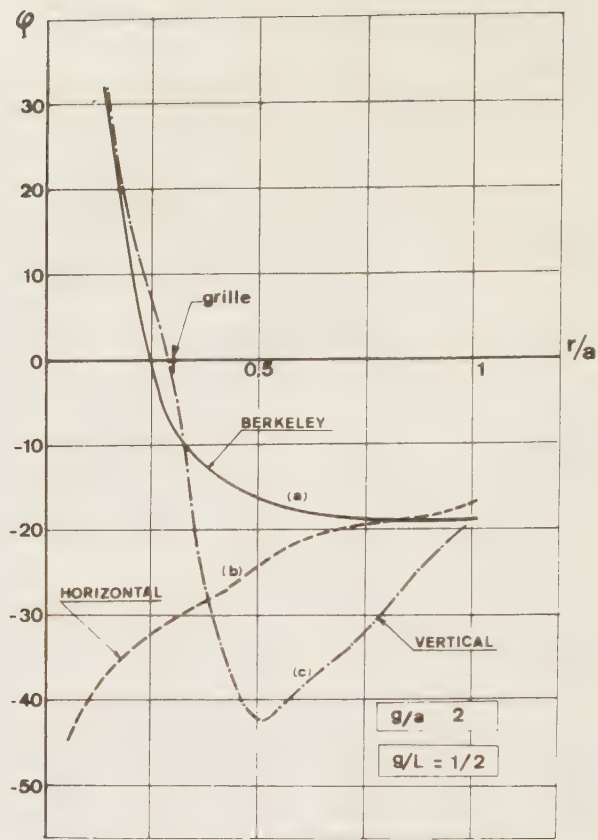


FIG 10

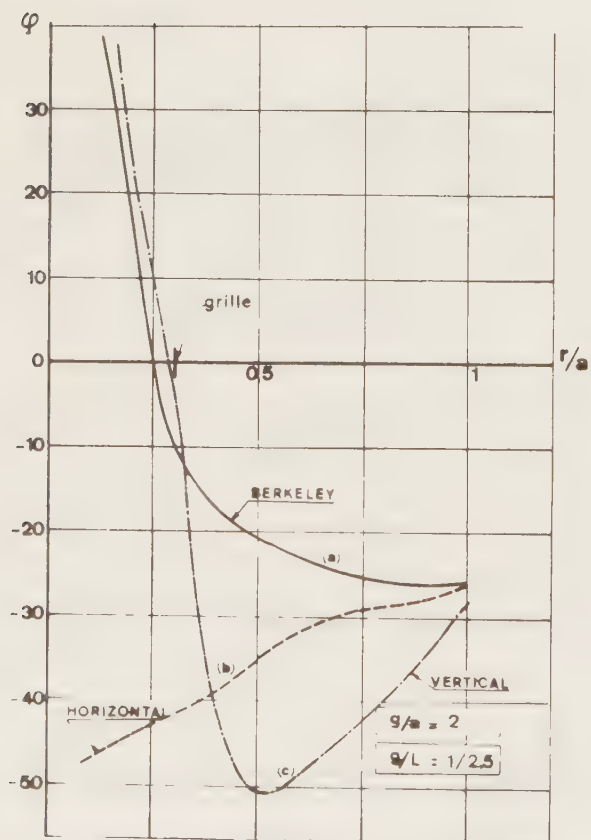


FIG 11

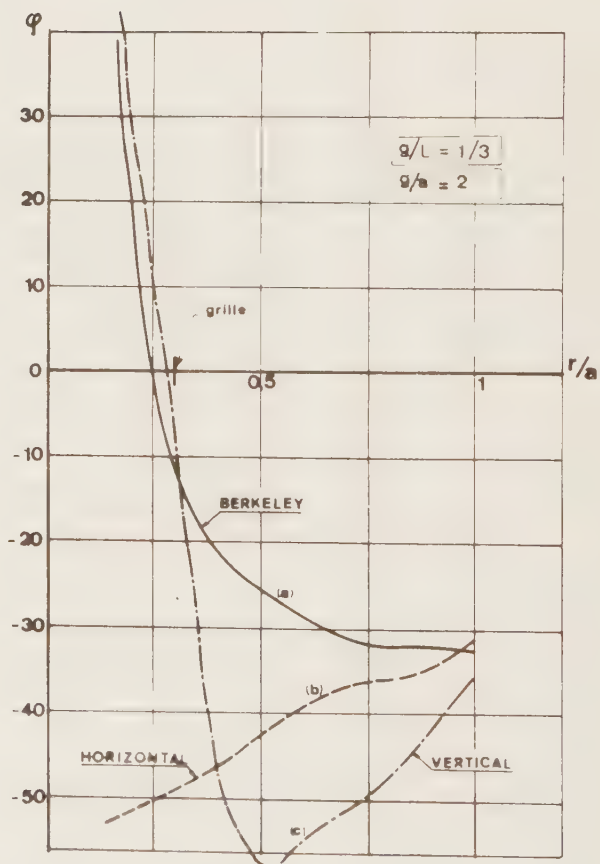


FIG 12

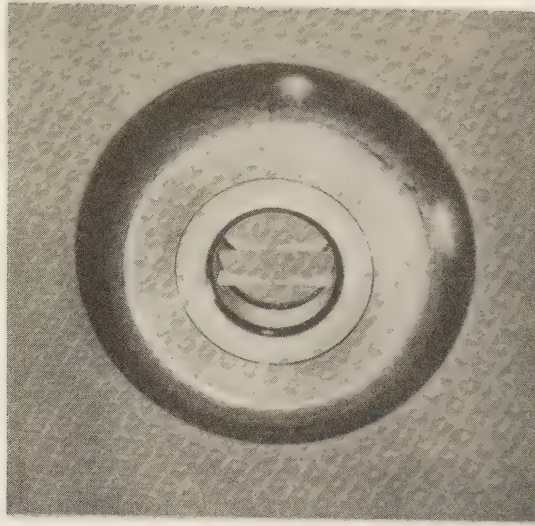


Fig 13

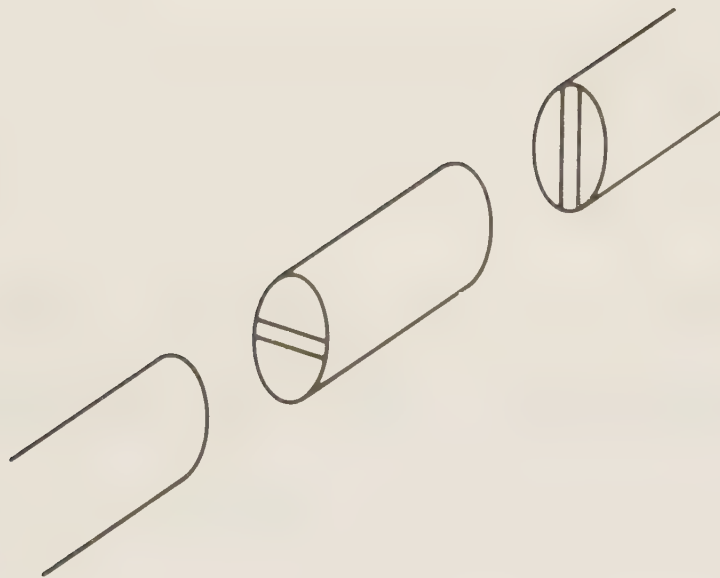


Fig.14

$$\Delta v_x = \frac{q}{mv_z} \int \frac{\partial V_0}{\partial x} \cos \left(\frac{2\pi z}{L} + \phi \right) dz$$

Posons maintenant :

$$\frac{\partial S}{\partial x} (x,0) = -\frac{1}{\Delta V} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial V_0(x)}{\partial x} \cos \left(\frac{2\pi z}{L} \right) d \left(\frac{2\pi z}{L} \right)$$

$$\frac{\partial C}{\partial x} (x,0) = -\frac{1}{\Delta V} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial V_0}{\partial x} (x) \sin \left(\frac{2\pi z}{L} \right) d \left(\frac{2\pi z}{L} \right)$$

alors on peut écrire :

$$\Delta v_x = \frac{q}{mv_z} \Delta V \frac{L}{2\pi} \left(\frac{\partial S}{\partial x} \cos \phi - \frac{\partial C}{\partial x} \sin \phi \right)$$

l'équation du mouvement dans ce plan s'écrit :

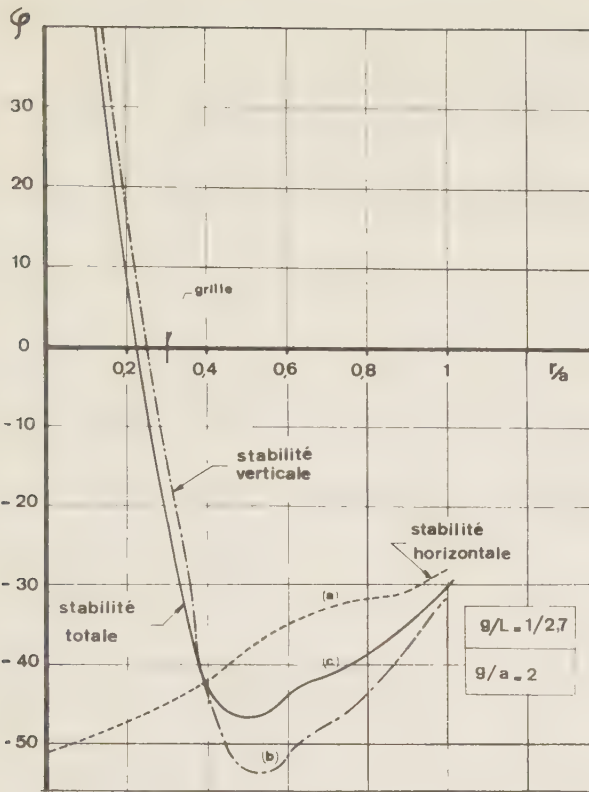
$$\frac{1}{2} m \dot{x}^2 = \frac{q}{2\pi} \Delta V (S \cos \phi + C \sin \phi)$$

on a de même :

$$\frac{1}{2} m \dot{y}^2 = \frac{q}{2\pi} \Delta V (S' \cos \phi + C' \sin \phi)$$

Les figures 9b, 10b, 11b, 12b donnent la limite de stabilité dans le plan horizontal ; les figures 9c, 10c, 11c, 12c la donnent dans le plan vertical, ceci pour les différentes valeurs de g/L . On voit sur ces figures, d'une part que seul le plan horizontal est focalisant partout, d'autre part, que plus g/L est petit plus la zone focalisante est grande, dans les 2 plans. En ce qui concerne la zone focalisante, on doit maintenant voir sa forme après 2 grilles croisées. Nous avons pris $g/L = \frac{1}{2.7}$ qui est un compromis entre la zone stable la plus grande possible et l'accélérateur le plus court possible. L'équation du mouvement s'écrit dans ce cas :

$$\frac{1}{2} m \dot{x}^2 = \frac{q}{m} \frac{\Delta V}{2\pi} \left\{ (S + S') \cos \phi - (C + C') \sin \phi \right\}$$



- FIG 15 -

b) - Etude de la transparence

Il nous faut maintenant étudier l'interception entraînée par la grille de type Orsay. Si l'on appelle : c la distance entre brins, d le diamètre du faisceau, $D = 2a$ le diamètre de l'électrode, ℓ la longueur interceptant le faisceau, e l'épaisseur du ruban, on a en posant :

$$y = \frac{\ell}{4} \quad (\text{fig. 16}) :$$

$$y = \frac{1}{2} \sqrt{d^2 - c^2}$$

Si l'on appelle α le coefficient d'épaisseur apparente, la surface vue par le faisceau, est :

$$S = e \times \ell \times \alpha$$

L'interception est alors :

$$I = \frac{4S}{\pi d^2} = \frac{8.e.\alpha.}{\pi d^2} \sqrt{d^2 - c^2}$$

et la transparence est donnée par :

$$T = 1 - I$$

La figure 15 montre d'une part les limites de stabilités horizontales et verticales (a,b), d'autre part la limite de stabilité donnée par 2 grilles croisées (c). On peut remarquer l'existence de la zone défocalisante centrale, et de la zone focalisante qui lui succède. Le même phénomène se produisant dans l'autre plan, on voit que globalement la grille de type Orsay est plus focalisante que la grille type Berkeley, si l'on accepte la validité des calculs, c'est-à-dire x ou y constant dans les intervalles, v_z constant !.

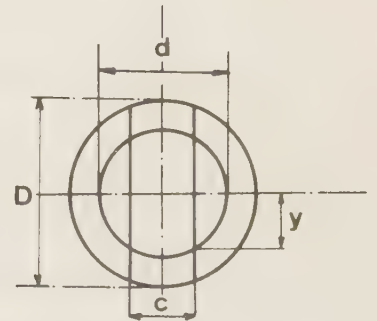


Fig 16

Si dans l'équation précédente, on prend $\alpha = 1,1$ pour tenir compte du voilage des brins, $e = 0.05$ et $c = \frac{D}{3}$, on peut en faisant varier le diamètre du faisceau, obtenir l'interception en fonction du rayon (fig. 17a).

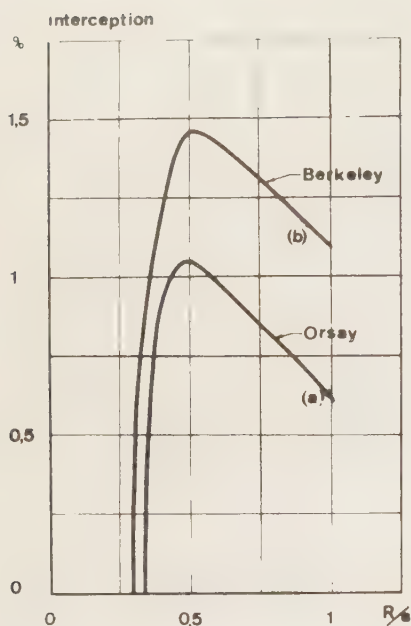


Fig17

Pour la grille de type Berkeley, on obtient avec les mêmes notations :

$$I = \frac{16 \cdot e \cdot \alpha}{\pi d^2} \left[\sqrt{d^2 - c^2} - c \right]$$

Avec les mêmes valeurs que précédemment, on obtient la courbe b (fig. 17).

On voit donc qu'ici encore l'avantage est pour la grille de type Orsay.

c) - Etude de la température d'équilibre

Pour des raisons technologiques (dilatation) les 2 rubans parallèles ont été coupés en leur milieu, définissant 4 brins, chacun ayant la forme définie par la fig. 18. Le problème est de savoir quel sera le comportement de chaque brin face à un faisceau dissipant sur lui une fraction de sa puissance.

Les hypothèses de travail sont les suivantes :

- La surface intérieure de l'électrode est un corps noir.
- Le brin ne rayonne que d'un seul côté et n'échange pas de chaleur avec le brin voisin.
- Toute la puissance est dissipée à l'extrémité du brin.

Avec les paramètres définis sur la figure précédente, on peut écrire qu'en x on a :

$$\ell(x) - \ell(x + dx) = -dx \quad \ell'(x) + \varepsilon$$

et :

$$Q(x) = \lambda \cdot e \cdot \frac{\ell(x)}{dx} (T(x) - T(x + dx))$$

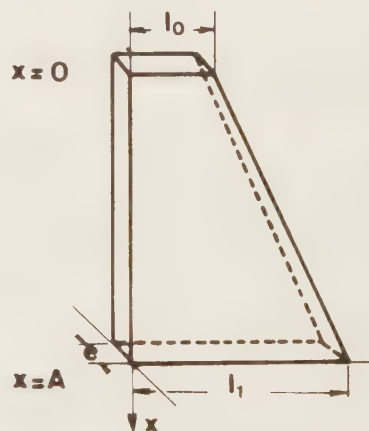


Fig18

de même en $x + dx$ on peut écrire :

$$Q(x + dx) = \lambda \cdot e \cdot \frac{\ell(x + dx)}{dx} \left[T(x + dx) - T(x + 2dx) \right]$$

D'autre part, on sait que :

$$dQ = \sigma \cdot \epsilon(T) \cdot \ell(x) \cdot dx \left[T(x)^4 - T_A^4 \right]$$

On peut donc écrire :

$$\frac{dQ}{dx} = \frac{Q(x) - Q(x + dx)}{dx} = \sigma \cdot \epsilon(T) \cdot \ell(x) \left[T(x)^4 - T_A^4 \right]$$

et par simple application des développements au 1er ordre :

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{dx} &= \frac{\lambda e}{dx} \left[-\ell(x) T'(x) + \ell(x + dx) T'(x + dx) \right] \\ \sigma \cdot \epsilon(T) \cdot \ell(x) \cdot \left[T(x)^4 - T_A^4 \right] &= \lambda e \left[\ell'(x) T'(x) + \ell(x) T''(x) \right] \end{aligned}$$

Finalement :

$$T''(x) + \frac{\ell'(x)}{\ell(x)} T'(x) - \frac{\sigma \epsilon(T)}{\lambda \cdot e} T^4(x) = - \frac{\sigma \cdot \epsilon(T)}{\lambda \cdot e} T_A^4 \quad (1)$$

Par ailleurs :

$$\ell(x) = \frac{\ell_1 - \ell_0}{A} x + \ell_0$$

et l'on a :

$$\frac{\ell'(x)}{\ell(x)} = \frac{1}{x + p} \quad (2)$$

avec :

$$p = \frac{\ell_0 A}{\ell_1 - \ell_0} \quad (3)$$

Les tableaux donnés pour le pouvoir émissif du tungstène et du molybdène (réf. 14) montrent que l'on peut supposer que celui-ci varie linéairement en fonction de la température entre 500 et 2 000°K et l'on a alors empiriquement :

Organigramme du programme TEMP

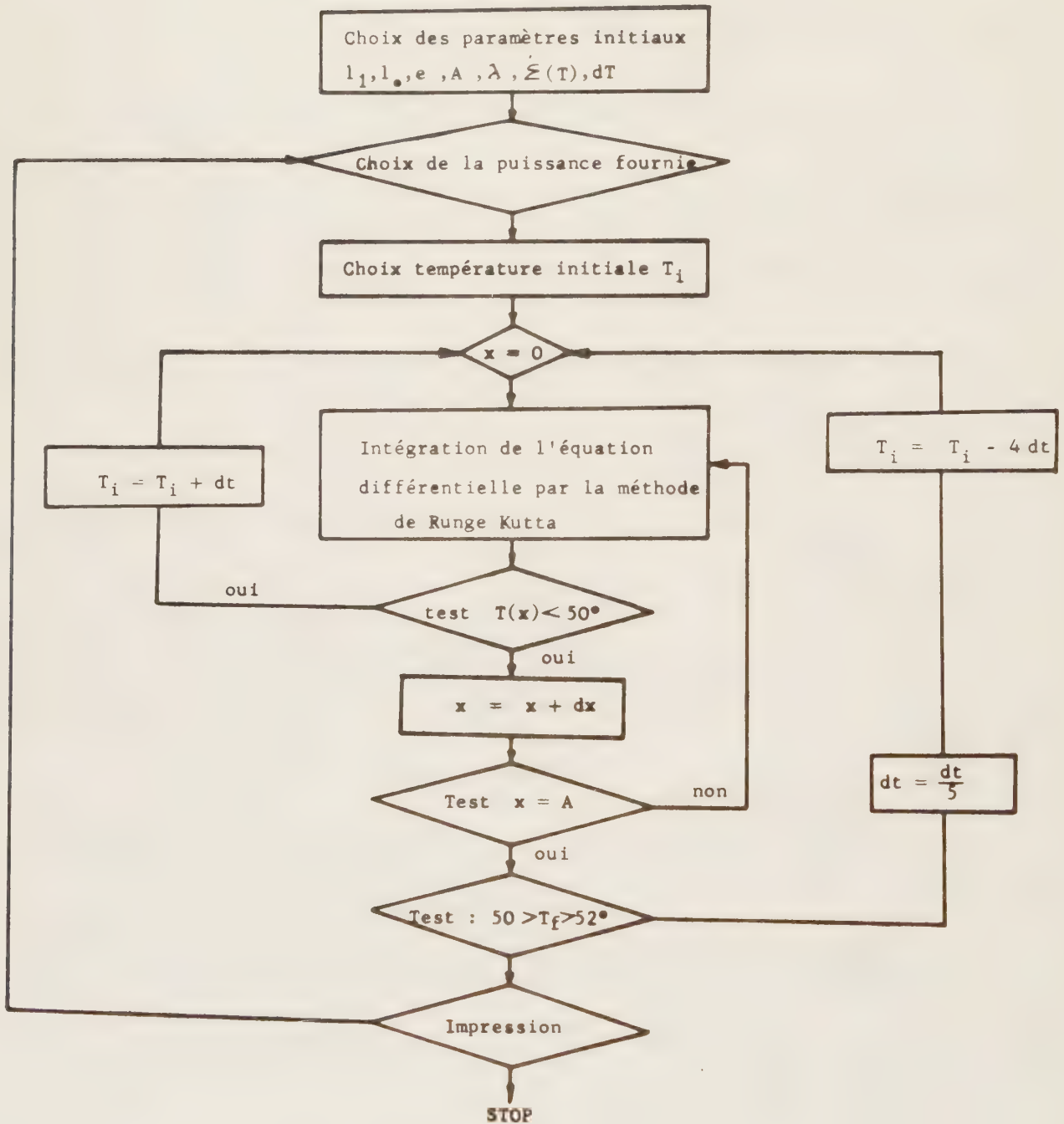


Fig 19

$$\epsilon(T) = 1.6 \cdot 10^{-4} T - 0.05 \quad \text{pour le tungstène}$$

(4)

$$\epsilon(T) = 1.1 \cdot 10^{-4} T - 0.01 \quad \text{pour le molybdène}$$

les termes de conductibilité thermique étant respectivement :

$$\lambda = 1.99 \text{ W}^\circ\text{C cm} \quad \text{et} \quad \lambda = 1.46 \text{ W}^\circ\text{C cm}$$

On sait que par ailleurs :

$$\sigma = 5.7 \cdot 10^{-12} \text{ W cm}^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}^{-4}$$

En prenant :

$$\ell_0 = 0.2 \text{ cm} , \ell_1 = 0.6 \text{ cm} , e = 5 \cdot 10^{-3}$$

et les conditions initiales :

$$T_A = 325^\circ\text{K} \quad \text{et} \quad T'_{(0)} = \frac{dT_0}{dx} = - \frac{Q_0}{\lambda \ell_0 e}$$

on intègre l'équation (1) par la méthode de Runge-Kutta, en remarquant que les conditions initiales ne sont pas situées à la même valeur de x ce implique des approximations successives sur la valeur de T_0 initial. C'est le rôle du programme TEMP réalisé sur UNIVAC 1108 dont nous donnons l'organigramme (fig. 19). En prenant des valeurs de Q_0 comprises entre 0 et 5 W/brin on obtient les courbes de la figure 20. Elles montrent qu'il n'est pas raison-

nable de dépasser 1,5 W par brin pour le molybdène et 2 W par brin pour le tungstène. Un calcul rapide montre que si l'on prend un faisceau continu de 200 μA de N_e^{2+} , et si l'on tient compte d'un rendement total de 35 %, alors la puissance totale du faisceau sortant du linéaire est de 800 W ce qui, si l'on tient compte du calcul de la transparence, entraîne une puissance dissipée de 2 W par brin. Ce calcul étant fait dans le cas le plus défavorable

(N_e^{2+} , puissance dissipée à l'extrémité du brin ...) il paraît vraisemblable que ces grilles puissent tenir sans dommage des faisceaux supérieurs à 500 μA d'ions lourds. Pour des faisceaux d'ions très lourds où les intensités seront nécessairement faibles, il ne serait pas déraisonnable d'envisager des grilles beaucoup plus "transparentes".

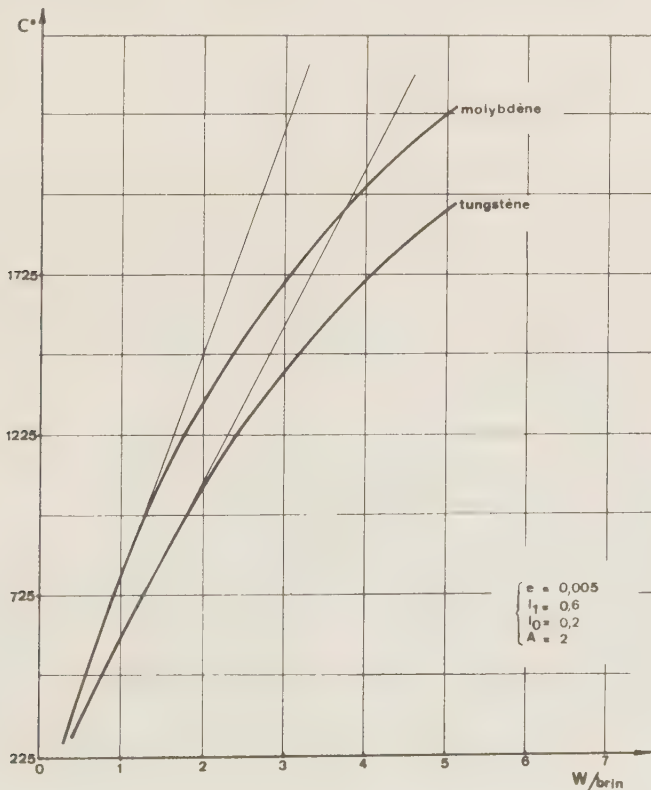
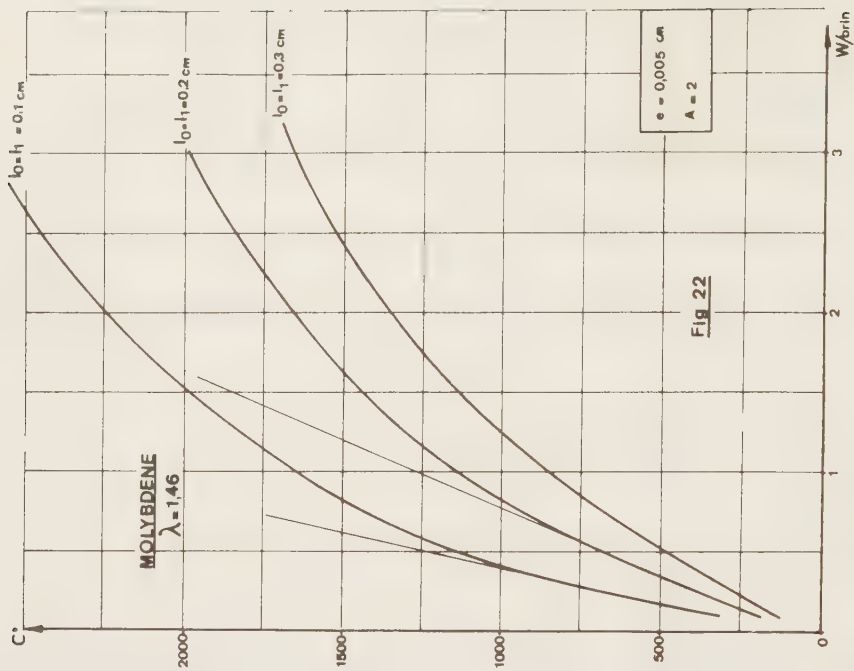
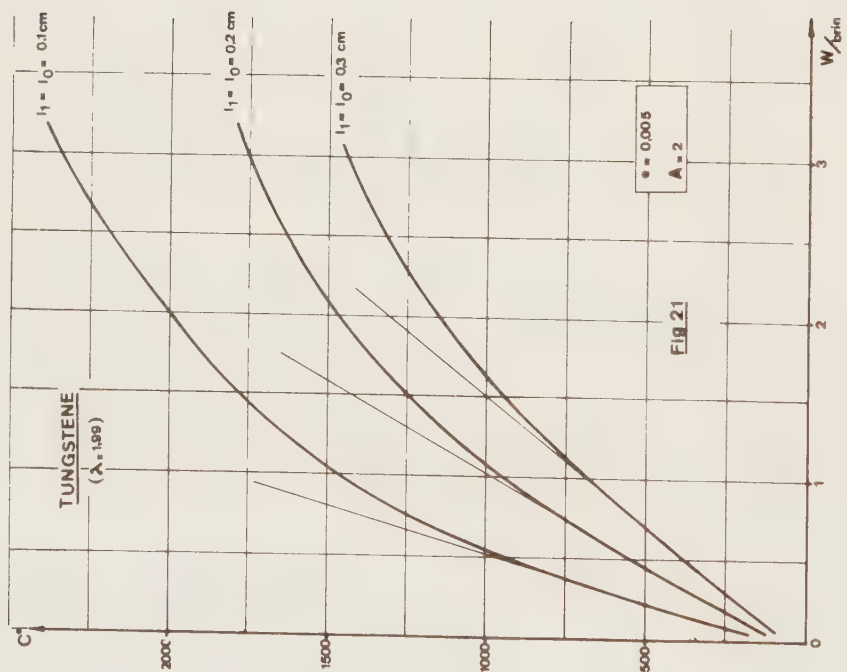


Fig 20



A titre d'exemple, les figures 21 et 22 montrent la température atteinte pour des brins en rubans de molybdène et de tungstène, d'épaisseur 5/100, de 20 mm de longueur, et de largeur 0,1, 0,2 et 0,3 cm. C'est à partir de ces courbes que nous avons envisagé d'employer des rubans de tungstène de 1mm de largeur pour homogénéiser le champ électrique du rassembleur. Il ne semble pas y avoir de problème pour des faisceaux atteignant $200 \mu\text{A}$ de N_e^{2+} .

d) - Etude sur une maquette de 23 électrodes

L'ensemble de l'étude précédente sur la focalisation ne donne aucune indication sur le rendement radial, aussi avons nous été amenés à utiliser un petit accélérateur de 23 électrodes qui avait déjà servi à l'étude de la focalisation "par doigts" (réf. 10). Les paramètres de cet accélérateur sont les suivants :

tension d'injection	$V_0 = 17.6 \text{ KV}$
tension HF	7,5 - 11 KV
ϕ_S calculé	- 20°
$Z_i/A = 0.25$ (He^{1+})	
fréquence	20 MHz
nombre d'électrodes	23
longueur totale	1,2 m
diamètres D	12 et 15 mm
mode d'accélération	$\beta \frac{\lambda}{2}$
$g/L = 0.37$	

Les longueurs de répétitions sont calculées à l'aide du programme LONG-REPET (voir II-B 1e).

La valeur mesurée du rendement sans rassembleur est de 14 %, elle passe à 35 % avec rassembleur.

La figure 23 montre l'accroissement obtenu. Pour la commodité des mesures, la phase du rassembleur est modulée à 50 périodes. L'accélérateur étant suivi d'un analyseur électrostatique modulé, la figure 24 donne la dispersion en énergie qui est de $\pm 0.5 \%$ à mi-hauteur. On voit qu'il existe d'autres valeurs d'énergie en particulier le pic à énergie sensiblement moitié. A titre de curiosité, nous donnons (fig. 25) pour un autre réglage de la tension HF une optimisation sur ce pic d'énergie moitié. On voit que l'on peut augmenter appréciablement l'intensité de ce pic, mais que l'on dégrade la définition en énergie.

4 - CONCLUSION

De l'ensemble des études qui précèdent, on voit que l'on a qu'une idée approximative de la focalisation et aucune indication sur le rendement radial. Si l'on appelle η_f le rendement de focalisation, η_t le rendement de transparence, η_r le rendement radial, η_ϕ le rendement de phase, η le rendement de l'accélérateur sans rassembleur, K le facteur de gain du rassembleur et ρ le rendement global, on a les formules :

Fig 23

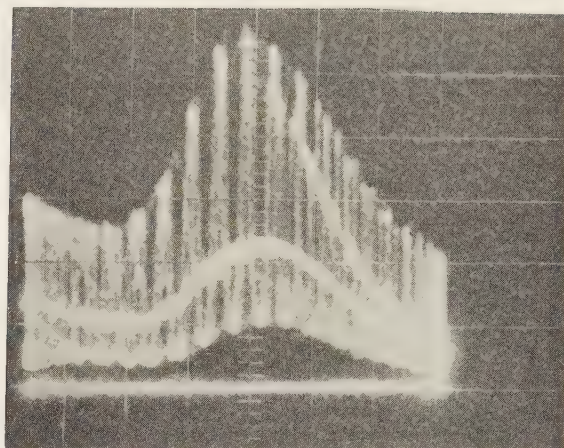


Fig 24

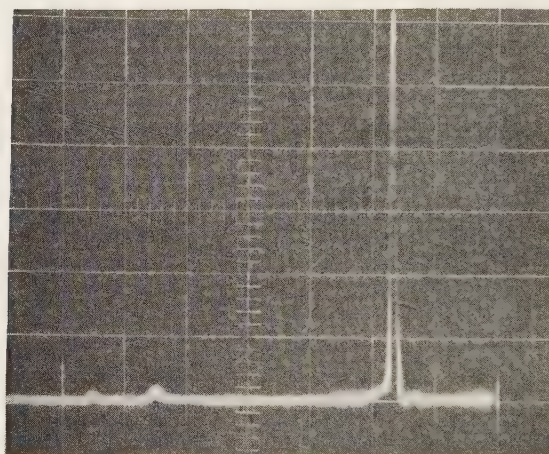
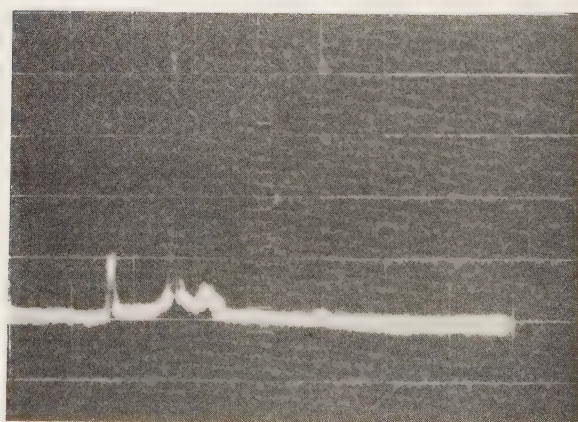


Fig 25



$$\eta_f = \eta_r \times \eta_t$$

$$\eta = \eta_f \times \eta_\phi$$

$$\rho = K \cdot \eta$$

Il nous a semblé que les chiffres fournis par la maquette de 23 électrodes, ainsi que les résultats obtenus à Manchester sur la grille de Berkeley montraient une bonne approximation du rendement de focalisation en prenant comme facteur de perte pour la grille, la valeur maximum de l'interception radiale (fig. 17-a) soit : $I = 1,05 \%$ pour $\alpha = 1,1$ ou $I = 0,095 \%$ pour $\alpha = 1$, ce qui conduisait à un rendement de focalisation :

$$(1 - 0.0105)^{55} < \eta_f < (1 - 0.0095)^{55}$$

$$0.42 < \eta_f < 0.48$$

C'est la valeur la plus élevée qui a été choisie. Le rendement de phase était défini comme $\eta_\phi = \frac{3|\phi S|}{2\pi}$, soit $\eta_\phi = 16,6 \%$. Le rendement sans rassembleur que nous avons donné dans diverses publications a été : $\eta = 0.166 \times 0.48 = 8\%$, ce qui donnait en supposant un facteur de gain K de 4 pour le rassembleur, un rendement global $\rho = 32 \%$. En prenant la valeur la plus basse pour η_f ($\alpha = 1,1$), on obtiendrait $\rho = 28 \%$.

Nous verrons plus loin, à partir des résultats du programme de calcul et des résultats pratiques, qu'il nous faut revenir sur ces estimations.

1 - Détermination des longueurs de répétitions

Dans ce qui suit, nous ne nous occuperons que des particules sur l'axe.

a) - Notations

L_n	longueur de répétition du	n	même intervalle accélérateur
a_n	rayon d'ouverture	"	"
g_n	distance interélectrode	"	"
l_n	longueur de la ligne	"	"
T_n	facteur de temps de transit	"	"
$V_n(l)$	potentiel HF du	"	"
$W_n(l)$	gain effectif	"	"
$U_n(l)$	courbe de tension le long de la ligne bifilaire supposé réalisable avec le jeu d'électrodes à calculer.		

La première et la dernière électrode sont à la masse, les particules ne prennent donc qu'une 1/2 tension accélératrice dans ces intervalles.

$\alpha(g_n/a_n)$ coefficient de claquage (α en fonction de g_n/a_n)

$E_{\max}$ champ électrique maximum sur le contour de l'électrode
 $f, \phi_S, V_0, \frac{q}{m}$ sont les paramètres fixés par ailleurs

b) - Formule du facteur de temps de transit

Au moment de la conception de l'accélérateur, le facteur de temps de transit a été déterminé de façon approchée (voir IIID-1). Ce terme fait intervenir le fait que si, dans un intervalle g , sans pénétration, la tension crête est V , le potentiel réellement vu par la particule durant la traversée de l'intervalle est différent. En effet, si Z est le sens du déplacement et E_Z le champ électrique correspondant, on peut écrire :

$$\dot{Z}^2 - \dot{Z}_0^2 = \frac{2q}{m} \int E_Z \cos \left\{ \omega \int \frac{dZ}{Z} + \phi \right\} dZ$$

Si l'on suppose $E_Z = \text{constante}$ et $\dot{Z}$ constant (en réalité s'il est peu variable), on peut écrire en posant $L = v_0 \frac{T}{2}$

$$\omega \int_{-\frac{g}{2}}^{+\frac{g}{2}} \frac{dZ}{2L} = \frac{\pi Z}{L}$$

et :

$$\dot{Z}^2 - \dot{Z}_0^2 = \frac{2q}{m} E_Z \int_{-\frac{g}{2}}^{+\frac{g}{2}} \cos\left(\frac{\pi Z}{L} + \phi\right) dZ$$

$$\dot{Z}^2 - \dot{Z}_0^2 = \frac{2q}{m} E_Z \frac{L}{\pi} \left| \sin\left(\frac{\pi Z}{L} + \phi\right) \right|_{-\frac{g}{2}}^{+\frac{g}{2}} = \frac{2q}{m} E_Z \frac{L}{\pi} \times 2 \cos \phi \sin \frac{\pi g}{2L}$$

et finalement en prenant $V = E_Z \times g$

$$\dot{Z}^2 - \dot{Z}_0^2 = \frac{2q}{m} V \cos \phi \cdot \frac{\sin \frac{\pi g}{2L}}{\frac{\pi g}{2L}}$$

On arrive ainsi à la définition du facteur de temps de transit :

$$T = \sin \frac{\pi g}{2L} \bigg/ \frac{\pi g}{2L}$$

Si l'on veut tenir compte de la présentation, on écrit la formule généralisée :

$$T = \frac{\sin \frac{\pi g}{2L}}{\frac{\pi g}{2L}} F\left(\frac{a_n}{L_n}\right) \quad (1)$$

où :

$$F\left(\frac{a_n}{L_n}\right) = \frac{1}{I_0\left(\frac{\pi a_n}{L_n}\right)}$$

dans le cas d'une électrode sans grille (réf. 15 et fig. 26a)

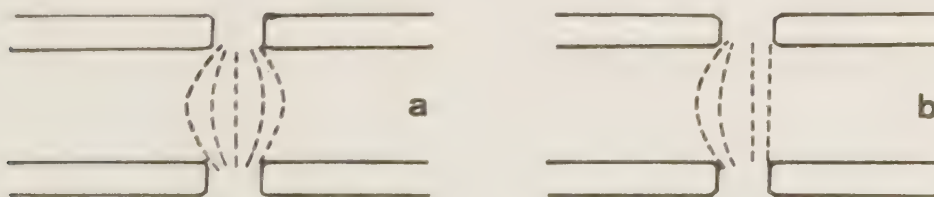


Fig 26

ou bien :

$$F\left(\frac{a_n}{L_n}\right) = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{I_0\left(\frac{\pi a_n}{L_n}\right)} \right]$$

pour une électrode avec une grille parfaite (réf. 16 et fig. 26b).

Aucune de ces valeurs de F ne donnait satisfaction lorsque l'on étudiait à la cuve rhéographique la grille de type Orsay . Par contre, la valeur moyenne entre ses deux fonctions suggérée par les résultats obtenus par ailleurs (réf. 17), rend bien compte de la réalité, aussi avons nous pris :

$$F\left(\frac{a_n}{L_n}\right) = \frac{I_0\left(\frac{\pi a_n}{L_n}\right) + 3}{4 I_0\left(\frac{\pi a_n}{L_n}\right)} \quad (1bis)$$

c) - Etude du coefficient de claquage

Nous définissons celui-ci comme le rapport entre le champ maximum sur le contour de l'électrode et le champ moyen inter-électrode :

$$\alpha(g/a) = \frac{E_{\max} \cdot g}{V}$$

Les hypothèses de l'étude sont les suivantes :

- D'une part le système à étudier est de révolution ce qui est faux puisque la structure est bifilaire, mais on peut l'admettre entre les électrodes.
- D'autre part, l'étude est faite sans grille ce qui implique que la grille ne modifira pas le champ maximum sur le contour. Ces deux hypothèses sont fausses pour les petits intervalles accélérateurs.

Pour connaître le potentiel à partir d'un profil d'électrode donné, on utilise un programme qui résout l'équation de Laplace (réf. 18). Un second programme Chel que nous avons réalisé, calcule ensuite le module du champ électrique sur le contour et détermine le coefficient de claquage correspondant.

Avec les notations de la figure 27 et en prenant $3 < \frac{A_n}{a_n} < 3.8$ et $5.4 < \frac{R_n}{r_n} < 7.4$, on a dans la gamme qui nous intéresse la courbe : $\alpha\left(\frac{g_n}{a_n}\right)$ donnée par la figure 28.

Le champ maximum admissible sur le contour a été pris tel que :

$$E_{\max}(n) = 10 \text{ MV/m}$$

à partir des critères de Kilpatrick (réf. 19). Cette valeur a récemment été remise en cause par les expériences d'Heidelberg (réf. 20) qui ont mis en évidence l'importance de l'état de surface et le rôle néfaste des taches d'huile.

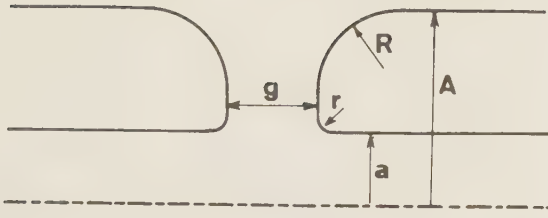


Fig 27

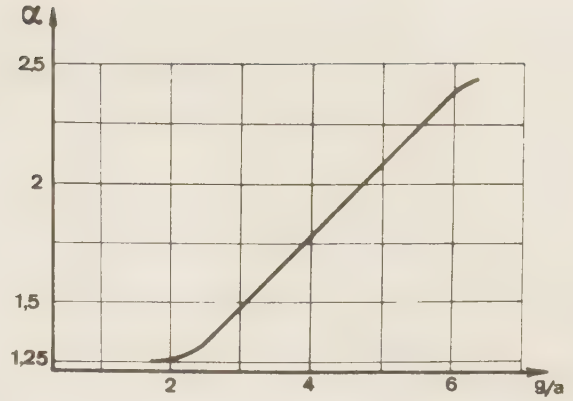


Fig 28

Ces résultats sont spectaculaires puisqu'ils montrent que l'on peut tenir (avec des précautions difficilement réalisables pour un accélérateur) 32 MV/m (avec moins de 1 claquage/mn), alors que nous n'avons que 10 MV/m. Pour nous, cette valeur de 10 MV/m est d'ores et déjà dépassée puisque le linéaire peut accélérer des K_r^{7+} pour lesquels les tensions nécessaires sur la ligne impliquent des gradients supérieurs à 12 MV/m (sans aucun claquage, c'est-à-dire que cette valeur n'est absolument pas une limite).

d) - Mise en équation du calcul des électrodes

Nous supposons que les particules reçoivent une impulsion de vitesse au milieu de l'intervalle accélérateur. On écrit alors avec les conventions précédentes :

$$L = \frac{1}{2f} \sqrt{\frac{2q}{m}} \cdot \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{\Sigma W_{n-1}(\ell_{n-1})} + \sqrt{\Sigma W_{n-1}(\ell_{n-1}) + W_n(\ell)} \right\} \quad (2)$$

$$W_n = V_n(\ell) \cdot T_n \cdot \cos \phi_s \quad (3)$$

$$\ell_n = \ell_{n-1} + L_n \quad (4)$$

ainsi que les restrictions suivantes :

$$0.37 \leq g_n/L_n < 0.5 \quad (5)$$

$$g_n/a_n \geq 1.7 \quad (6)$$

$$E_{\max}(n) = \alpha \left(\frac{g_n}{a_n} \right) \cdot \frac{V_n(\ell_n)}{g(n)} \leq 10 \text{ MV/m} \quad (7)$$

Les inégalités (5) et (6), viennent des considérations sur la focalisation.

REMARQUE : En toute rigueur la formule (2) n'est vraie que lorsque la vitesse acquise au n ième intervalle est faible par rapport à la vitesse d'entrée dans cet intervalle. En effet, si L_n est la longueur de répétition du n ième intervalle et si l'on a :

$$S_n = \frac{L_n}{2}$$

on peut écrire :

$$t_n = \frac{S_n}{v_n} \quad t_{n+1} = \frac{S_n}{v_{n+1}} \quad \text{et} \quad \frac{T}{2} = t_n + t_{n+1}$$

soit finalement :

$$L_n = T \cdot \frac{v_n \cdot v_{n+1}}{v_n + v_{n+1}}$$

Si maintenant on fait l'hypothèse que :

$$v_{n+1} = v_n + dv_n$$

on peut écrire :

$$L_n = T \frac{v_n(v_n + dv_n)}{2v_n + dv_n} = \frac{T}{2} v_n \left(1 + \frac{dv_n}{v_n}\right) \left(1 - \frac{dv_n}{v_n}\right)$$

qui en se limitant au 1er ordre, donne la formule (2) :

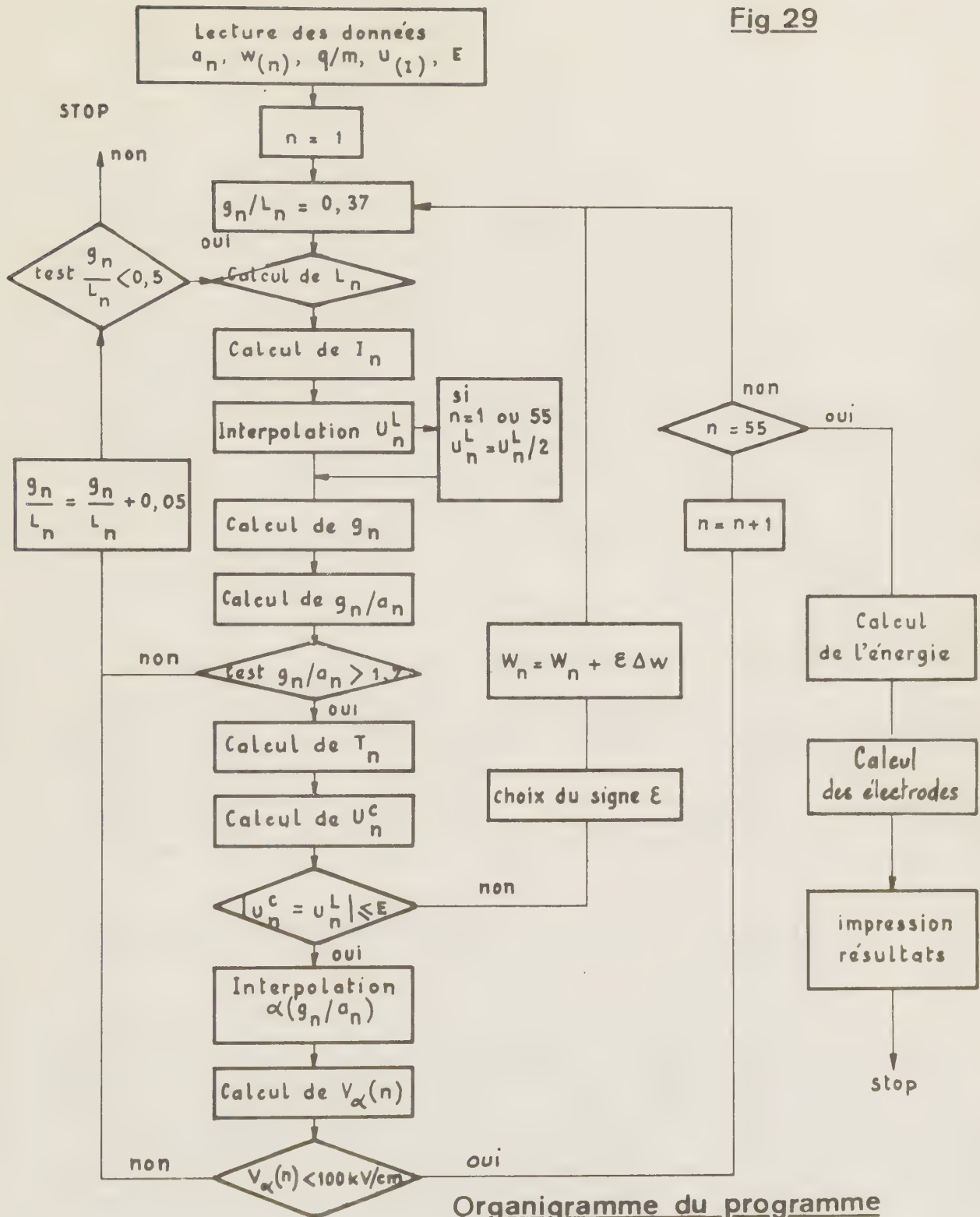
$$L_n = \frac{T}{2} \left(v_n + \frac{dv_n}{2}\right) = \frac{T}{2} \left(\frac{v_n + v_{n+1}}{2}\right)$$

Comme nous le verrons par la suite, le fait d'utiliser cette formule même quand v_{n+1} est très différent de v_n (c'est-à-dire au début de l'accélérateur) n'entraîne que peu de variation. La particule synchrone n'a pas une phase parfaitement constante à -20° (fig.39b) et le diagramme d'acceptance se trouve légèrement agrandi (2°) ce qui est favorable (fig. 38).

e) - Programme LONG_REPET

A partir d'un terme $W_n(\ell)$ estimé grossièrement, on calcule L_n et ℓ_n par les formules (2) et (4). On cherche ensuite par interpolation linéaire $V_n^L(\ell_n) = U(\ell)$ sur la courbe de tension (fig. 30a). a_n étant choisi préalablement, l'inégalité 5 prise avec sa valeur la plus basse donne g_n qui doit être compatible avec l'inégalité 6. S'il y a incompatibilité g_n/L_n est augmenté tout en restant dans les limites données par l'inégalité 5. Les

Fig 29



Organigramme du programme
LONG REPET

équations (1) et (1bis) donnent alors T_n et l'équation (3) permet de trouver une tension calculée $V_n^C(\lambda_n)$ qui diffère généralement de la valeur lue en λ_n d'une quantité $\epsilon = V_n^C(\lambda_n) - V_n^L(\lambda_n)$. On s'est toujours imposé :

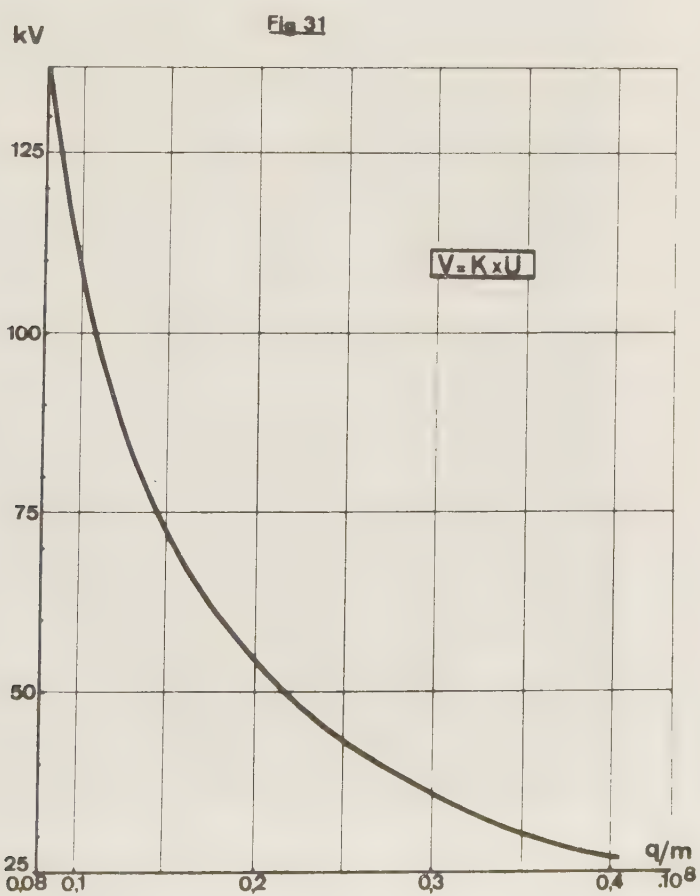
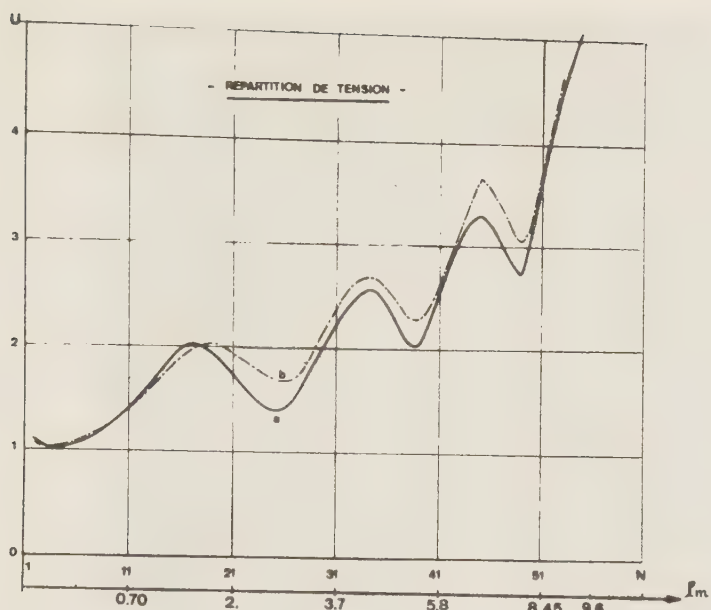
$$|\epsilon| \leq 4 \text{ KV} \quad (8)$$

Si l'inégalité 8 n'est pas réalisée, la valeur de $W_n(\lambda)$ est modifiée et l'ensemble du calcul est repris : $L_n, \lambda_n, V_n^L(\lambda_n), g_n, T_n, V_n^C(\lambda_n), \epsilon$. Il ne faut pas plus de 15 essais pour trouver une solution compatible avec (8). La solution trouvée doit maintenant satisfaire aux restrictions sur le champ maximum. $g_n, g_n/a_n$ étant connus, $\alpha(g_n/a_n)$ est interpolé linéairement sur la courbe (fig. 28) et l'on voit si l'inégalité 7 est réalisée. Si elle l'est, le calcul est terminé, l'intervalle d'accélération est entièrement défini et l'on peut passer au suivant. Si elle ne l'est pas le calcul est repris avec un rapport g_n/L_n plus grand mais compatible avec la condition 5 (voir REMARQUE). L'ensemble du calcul précédent, donnant les caractéristiques des électrodes, et l'emplacement des supports a été programmé sur UNIVAC 1008. C'est le programme LONG REPET dont nous donnons l'organigramme (fig. 29). Ce programme a aussi été utilisé pour le calcul des maquettes de 23 et 10 électrodes (voir II-A-3 et Annexe I-F).

REMARQUE : Il peut arriver que pour satisfaire l'inégalité 7 le fait de faire varier g_n/L_n soit inopérant (dans la plage définie par 5). Ceci se passe quand une variation de g_n/L_n entraîne une grande variation de T_n donc de $V_n^C(\lambda_n)$ qui ne satisfait plus à la condition 8. Le calcul n'est donc pas toujours convergent, il faut alors faire varier une des données du problème. Nous avons choisi de faire varier a_n , ce qui explique en partie les quatre diamètres le long de l'accélérateur. A la lumière des résultats obtenus par la suite à l'aide du programme de dynamique (voir III), il ne paraît plus évident que le moyen le plus judicieux d'obtenir la convergence soit d'augmenter a_n (ce qui entraîne une augmentation de l'émittance du faisceau accéléré); il est peut être plus intéressant (malgré un allongement de l'accélérateur) de prendre une valeur minimum de g_n/L_n beaucoup plus faible dans l'inégalité 5 (c'est-à-dire faire un accélérateur à $g_n/a_n \approx \text{constant}$ et g_n/L_n décroissant).

2 - Obtention de la courbe de tension théorique : définition de l'accélérateur

Un jeu de 48 électrodes, extrapolation de l'accélérateur linéaire de Manchester a été réalisé sur une maquette HF à l'échelle 1/4 ($f = 100 \text{ MHz}$), (voir réf. 6). La répartition de tension a été mesurée à l'aide de la méthode des perturbations dont nous parlerons plus loin. La répartition de tension obtenue sert alors à calculer un jeu de 56 électrodes qui est réalisé pour la maquette. Parmi les courbes obtenues en déplaçant les les courts-circuits, celle de la fig. 30a est retenue comme donnant l'énergie finale la plus grande (cette courbe est en unités normalisées, la courbe 31 donne la valeur de la constante multiplicative en fonction de $\frac{q}{m}, K(\frac{q}{m})$). La courbe 30a a donc servi de courbe théorique pour le calcul des 55 électrodes et des cotes de l'accélérateur. (voir photographie fig. 32). Nous ne donnerons ici que les courbes $T_n = f(n)$ et $g_n/a_n = g(n)$ (fig. 33), ainsi que la variation d'énergie le long de l'accélérateur en MeV/nucléon (fig. 34). L'énergie finale est alors





- photo 32 -

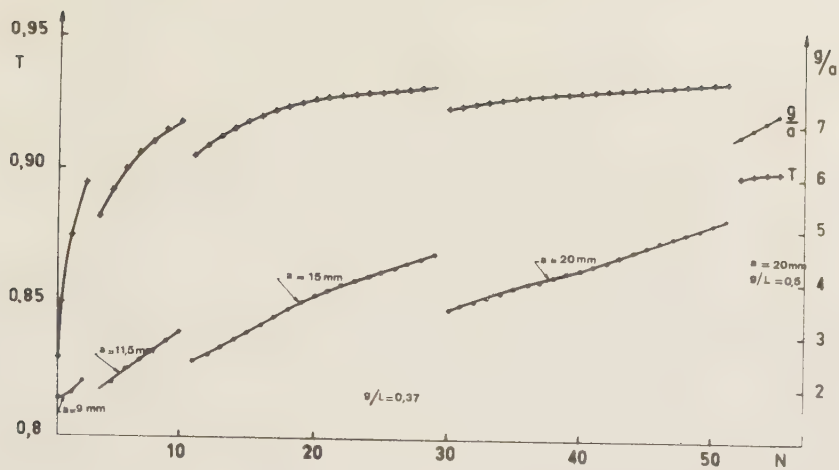


Fig 33

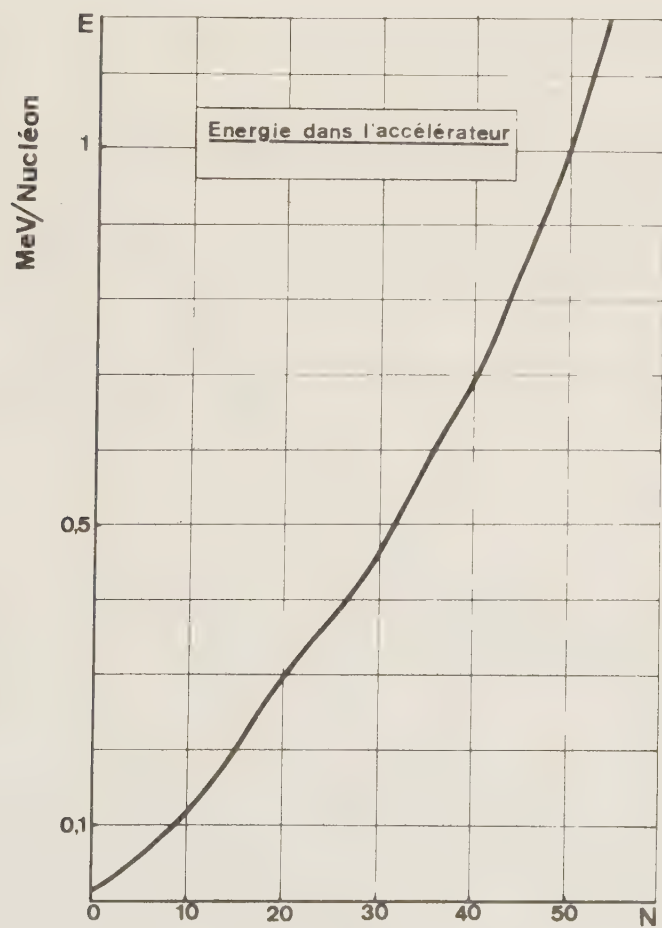


Fig 34

de 1,177 MeV/nucléon à 25 MHz et le gain de 1,22 MV/m. La vitesse des ions est multipliée par un facteur 8.5 entre l'entrée et la sortie de l'accélérateur.

3 - Mesures sur l'accélérateur : Répartition de tension réelle

Il faut maintenant sur l'accélérateur en vraie grandeur, contrôler la fréquence de résonance, le coefficient de surtension, et vérifier que la courbe théorique est réalisable à partir des positions théoriques des courts-circuits ou par légers déplacements autour de ces positions.

La fréquence de résonance mesurée est de 24,3 MHz, ce qui diminue légèrement l'énergie finale qui devient 1,11 MeV/nucléon (1.15 MV/m). Compte tenu de cette fréquence de résonance, on obtient les différentes tensions d'injections dans l'accélérateur par la formule $V_0 = 1.06 K(\frac{q}{m})$ soit par exemple 132 KV pour $\frac{q}{m} = 0.1 \cdot 10^8$ (Fig.35a). Le coefficient de surtension de la cavité a été trouvé de 5.585 au lieu de 6000, ce qui augmente légèrement la puissance à injecter dans la cavité. La figure 35b donne la puissance continue à injecter dans la cavité (en fonction de $\frac{q}{m}$). Pour avoir la puissance réelle il faut multiplier par le cycle utile.

Nous allons maintenant décrire la mesure de la répartition de tension :

a) - La méthode des perturbations (réf. 21 par exemple)

Lorsqu'on place un objet perturbateur à l'intérieur d'une cavité résonnante dans laquelle règne un champ électromagnétique, la fréquence de résonance f_0 de cette cavité varie d'une quantité Δf dépendant de ce champ, et des caractéristiques de l'objet, forme, dimension, matériau (diélectrique ou conducteur). Si l'on appelle W l'énergie moyenne emmagasinée dans la cavité pendant une période, E le champ électrique au point de mesure, ϵ_r la constante diélectrique du matériaux de forme sphérique, de rayon R , on a :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \epsilon_0 \frac{\pi R^3}{W} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} E^2 \quad \text{pour un diélectrique}$$

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \epsilon_0 \frac{\pi R^3}{W} \quad \text{pour un conducteur}$$

On voit que même pour des corps à ϵ_r grande, (comme le titanate de Ba) les diélectriques donnent des écarts relatifs plus faibles que les conducteurs, aussi avons nous employé des billes d'argent creuses de différents diamètres 10, 9 et 8 mm.

Le diamètre doit être le plus faible possible, la dimension de l'objet perturbateur devant être faible devant les variations locales de champ. Il est très important de noter qu'il existe un effet de paroi qui tend à augmenter le champ à l'intérieur de l'objet pour les diélectriques et à augmenter l'énergie déplacée pour les conducteurs. Cet effet peut atteindre 40 % au contact (réf. 22), le diamètre de la bille doit donc être petit par rapport au diamètre intérieur des électrodes (18 mm pour les petites), mais alors l'écart de fréquence devient très faible et la mesure est imprécise. De plus, il faut que l'axe de déplacement de la bille soit sur l'axe de l'électrode. Pour donner un ordre de grandeur, les écarts de fréquence pour une bille de 8 mm en argent

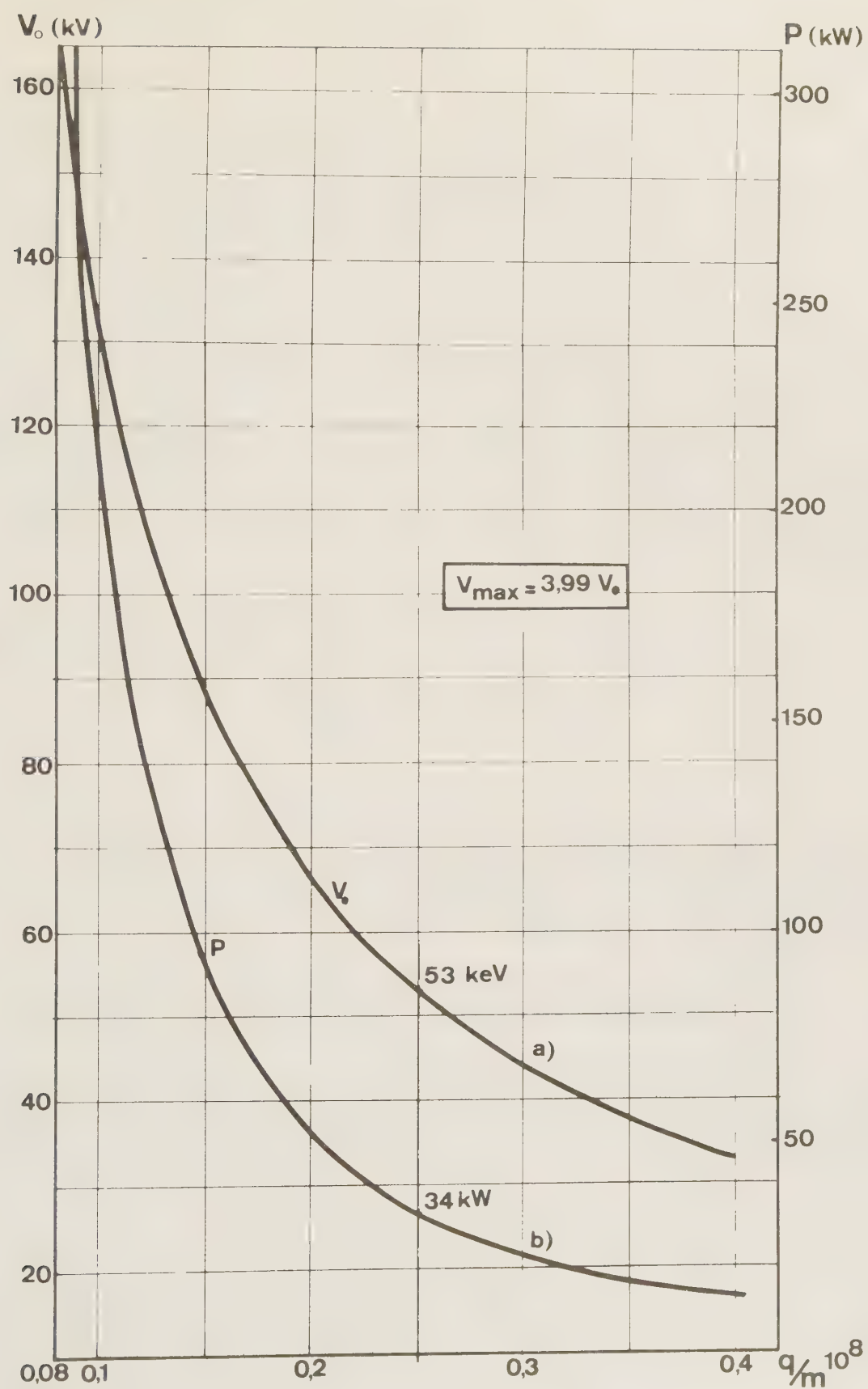


Fig 35

sont de l'ordre de 50 Hz dans les dernier intervalles de l'accélérateur.

b) - Méthodes de mesures

Sur la maquette, le montage utilisé a été celui de la fig. 36a, "en amplificateur". La fréquence issue de la cavité est détectée, amplifiée et opposée à une tension continue réglable. On obtient ainsi une tension proportionnelle à l'écart de fréquence. Les difficultés se situent au niveau de la détection et de sa linéarité mais les mesures sont sensibles et rapides. D'autres difficultés sont inhérentes à l'utilisation d'une fréquence élevée de 100 MHz.

Sur l'accélérateur, le montage "en auto-oscillateur" utilisé est celui de la fig. 36b. Le couplage de la cavité doit être à la limite de l'accrochage si l'on veut travailler dans de bonnes conditions. La mesure se fait par l'intermédiaire d'un convertisseur digital analogique, les informations étant comme dans le cas précédent envoyées sur un enregistreur XY. Dans ce cas la vitesse de déplacement de la bille est lente, en effet, la nécessité d'avoir une mesure de fréquence précise, entraîne une cadence de une mesure/sec et, durant ce temps, la bille ne doit s'être déplacée que d'une petite distance. On arrive donc à des durées d'enregistrement supérieures à 3 heures pour les 55 intervalles accélérateurs, ce qui pose de façon aiguë le problème de la dérive en fréquence. En effet, on peut montrer qu'une variation de température de 0.2 degré sur l'un des brins de la ligne, entraîne une variation du volume de la cavité identique à une bille de 8 mm de diamètre.

Les écarts de fréquence étant enregistrés, il reste à extraire, en chaque point, la racine carrée pour avoir le champ, puis intégrer la courbe de champ au planimètre dans un intervalle pour avoir le potentiel. On voit donc, que cette méthode est longue.

c) - Autres méthodes

Sur l'accélérateur à protons de Saclay (réf. 23) ($f = 200$ MHz), le champ sur l'axe des cavités est calculé sur ordinateur par résolution de l'équation de Laplace. Il suffit donc de connaître la valeur maximum du champ pour savoir calculer le potentiel. Cette valeur maximum est obtenue à l'aide de la méthode des perturbations. Le dispositif fonctionne en auto-oscillateur mais l'on opère deux battements de fréquence avant d'effectuer la conversion digital analogique.

Dans une autre méthode proposée à Lyon (réf. 24), la conversion est directement obtenue à partir de la tension aux bornes d'un admittancemètre dont la réponse en fonction de la tension sert de courbe d'étalonnage.

Nous proposons, si d'autres mesures doivent être effectuées, de procéder de la façon suivante : effectuer un battement à une fréquence voisine de 24,3 MHz, et utiliser le fréquencemètre en périodemètre. On peut ainsi gagner un facteur 3 à 6 sur la durée de l'expérience à la condition de remplacer l'enregistreur XY actuel par un enregistreur à défilement continu.

4 - Résultats et discussion des résultats ~~~~~

Les mesures ont duré 5 mois, divers enregistrements ont été réalisés pour de nombreuses positions des courts-circuits. La figure 30b donne la meilleure courbe obtenue, elle a été relevée plusieurs fois pour améliorer la précision. On voit qu'elle suit la courbe théorique sauf au début de l'accélérateur (entre 0.7 et 2.2 mètres), zone où l'influence de ces écarts est grande.

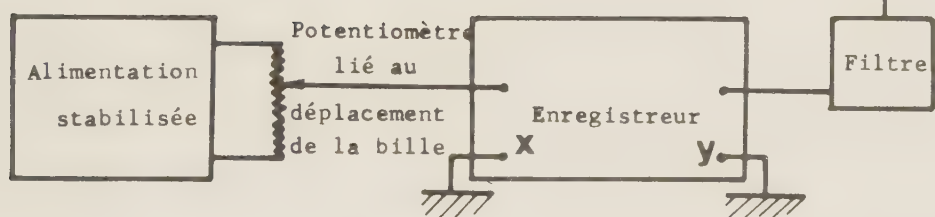
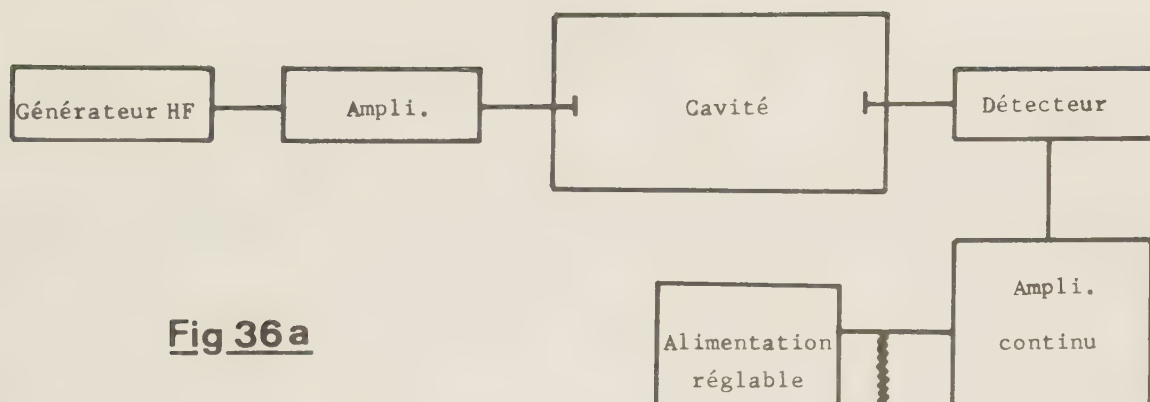
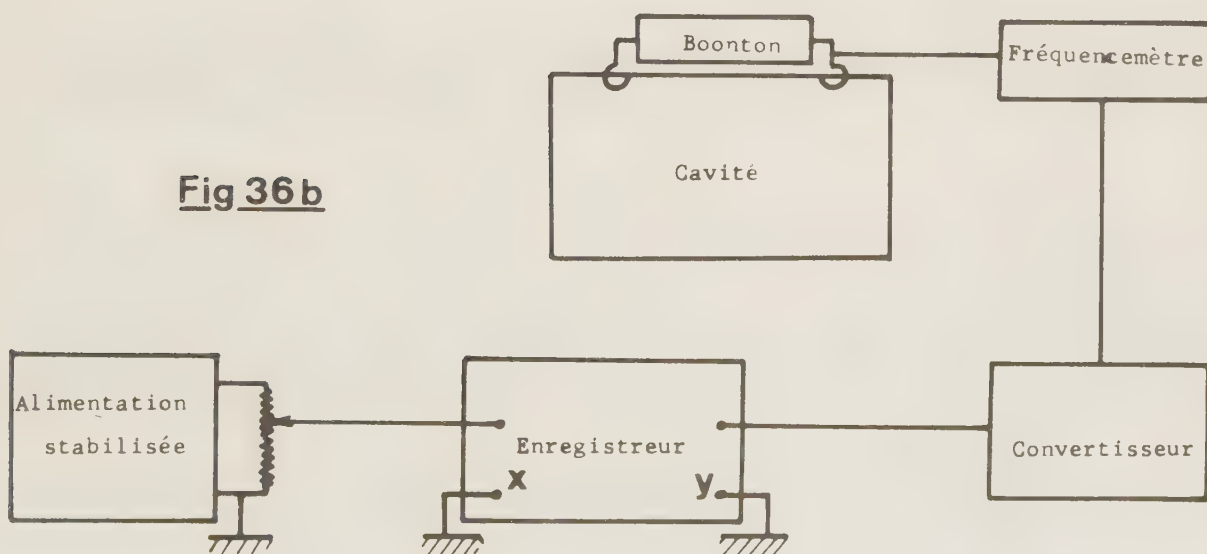


Fig 36b



Nous devons maintenant, d'une part, comprendre la source de cet écart, d'autre part, voir son influence et le corriger si possible.

a) - Source de l'écart de tension

Des mesures effectuées sur l'ensemble convertisseur-enregistreur, ont montré que la linéarité de l'ensemble était de l'ordre de 2 %. Si la dérive de fréquence de la cavité est lente (et l'on se plaçait toujours dans ce cas), on voit que l'erreur la plus grande provient de la sensibilité de la mesure. Nous estimons que l'erreur, maximum sur les petits intervalles, est au plus de 5%, l'erreur la plus probable se situant vers 3 % sur la tension. On voit que cela ne justifie pas l'écart au début de l'accélérateur et qu'il faut chercher ailleurs. Il semble que l'écart provienne de l'existence d'un effet de bord sur la maquette. Les billes employées sur la maquette avaient des diamètres de 4 et 3 mm et il semble difficile de descendre au-dessous si l'on ne veut pas voir apparaître d'autres effets néfastes (volume du fil par rapport au volume de la bille ...), néanmoins ce diamètre est trop grand pour les électrodes de la maquette. En effet, en proportion, cela reviendrait à utiliser des billes de diamètre 16 et 12 mm sur l'accélérateur en vraie grandeur dont les premiers diamètres intérieurs d'électrodes sont 18 mm. Or, nous avons mis en évidence le fait qu'une bille de 10 mm surévalue encore la mesure de 4,5 % dans les petits intervalles. Par contre, il n'y a plus surévaluation avec un diamètre de 8 mm. La courbe théorique n'existant donc pas sur la maquette, mais les électrodes ont été réalisées pour elle (en reprenant sur l'accélérateur en vraie grandeur une bille plus grosse, 14 mm par exemple, on retrouverait la courbe théorique, mais cela n'aurait aucun sens).

Une seconde cause possible de l'écart est la différence de géométrie entre la maquette et l'accélérateur. Cette différence de géométrie peut avoir une influence non négligeable sur l'impédance caractéristique du 1er tronçon de l'accélérateur et influencer sur la répartition de tension.

Le fait que le 2e minimum de la courbe de tension soit situé au-dessus du minimum théorique, n'est dû qu'au déplacement des courts-circuits pour essayer de compenser le défaut précédent.

b) - Influence de l'écart de tension

En considérant la distance L qui sépare deux intervalles accélérateurs successifs, on voit (fig. 37) que l'on peut écrire pour une particule quelconque et une particule synchrone :

$$L = vt = v_S \frac{T}{2}$$

avec :

$$t = \frac{T}{2} - \Delta t$$

Si la tension théorique est V et la tension réelle V' , on voit que l'on peut écrire :

$$\begin{aligned} \omega t \sqrt{\frac{2q}{m} (\Sigma W' + V' T \cos(\phi + \Delta\phi))} \\ = \omega \frac{T}{2} \sqrt{\frac{2q}{m} (\Sigma W + V T \cos \phi_S)} \end{aligned}$$

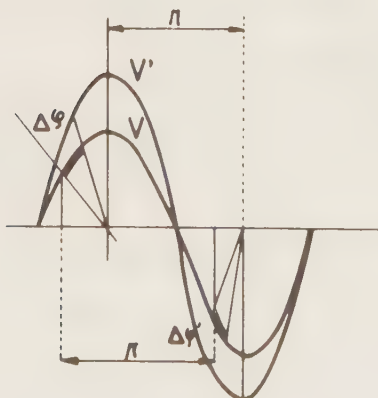


FIG.37

$$(\pi - \Delta\phi + \Delta\phi') \sqrt{\Sigma W' + V' T \cos(\phi + \Delta\phi)} = \pi \sqrt{\Sigma W + V T \cos \phi_S}$$

ou encore :

$$\Delta\phi' - \Delta\phi = \pi \left\{ \sqrt{\frac{\Sigma W + V T \cos \phi_S}{\Sigma W' + V' T \cos(\phi + \Delta\phi)}} - 1 \right\} \quad (9)$$

En procédant de proche en proche, intervalle après intervalle, on peut en se fixant certaines conditions initiales, $\Delta\phi$, V , V' , ΣW ou $\Sigma W'$, calculer les oscillations de phase théorique et réelle, l'admittance théorique et réelle. C'est le rôle du programma Dephas que nous avons réalisé sur UNIVAC 1108.

c) - Acceptance

Si dans l'équation 9, on fait $V = V'$, (tension théorique), et si l'on prend d'une part des vitesses d'injections différentes, d'autre part, des phases initiales différentes, on peut tracer la limite théorique de stabilité de l'accélérateur (fig. 38a). Les ordonnées de la courbe sont en pour-cent de l'énergie d'injection théorique. Si maintenant dans l'équation 9, on prend $V =$ tension théorique, $V' =$ tension réelle, et en procédant comme précédemment, on obtient la limite de stabilité de l'accélérateur réel (fig. 38b). On voit que la surface limitée par courbe se réduit de façon sensible, néanmoins, nous sommes loin de la valeur critique puisque le diagramme adiabatique utilisé pour le rassembleur (Voir Annexe I-B) s'inscrit largement dans cette courbe à condition de faire une légère translation.

d) - Oscillation de phase

En prenant dans l'équation 9 des énergies initiales identiques, $V = V'$ tension théorique, et des écarts initiaux différents, on obtient l'oscillation de phase théorique donnée par la figure 39a. La réduction de l'amplitude des oscillations de phase est d'environ 5, ce qui vérifie qu'elle varie en $\beta^{-3/4}$ (réf. 25) En effet $\beta_{in} = 8.5 \beta_{fin}$ d'où un facteur de réduction de : $4\sqrt[4]{8.5}^3 = 5$. D'autre part, la dispersion en énergie donnée par le calcul est $\pm 0.9 \%$, c'est la dispersion totale pied à pied. Il y aurait intérêt à terminer la structure accélératrice sur un ventre d'oscillation de phase, car à cet endroit la dispersion en énergie est minimum. Enfin, on peut remarquer que, du point de vue de l'oscillation de phase, il n'est pas nécessaire que la phase de synchronisme reste constante à -20° , elle peut être modulée et même diminuée*. En tenant compte des différentes modifications de détails apportées sur les électrodes (déplacement des piquages, modification de cotes ...), on obtient la figure 39b.

Si maintenant dans l'équation 9, on fait $V =$ tension théorique (fig. 30a) et $V' =$ tension réelle (fig. 30b), on obtient l'oscillation de phase réelle à partir d'écarts initiaux différents. Le résultat est donné par la figure 39c, où l'on a tenu compte des modifications de détail apportées aux cotes de l'accélérateur. On voit que l'acceptance de phase est réduite du côté des phases positives et que toutes les particules passent à un moment de leur vie dans la zone $\phi = -40^\circ$, qui est supposée défocalisante. D'autre part, la dispersion totale en énergie est de $\pm 1.2 \%$, elle est donc augmentée de 25 %.

* C'est ce qui se passe sur l'injecteur de Saturne où la phase de synchronisme passe de -45° à -25° .

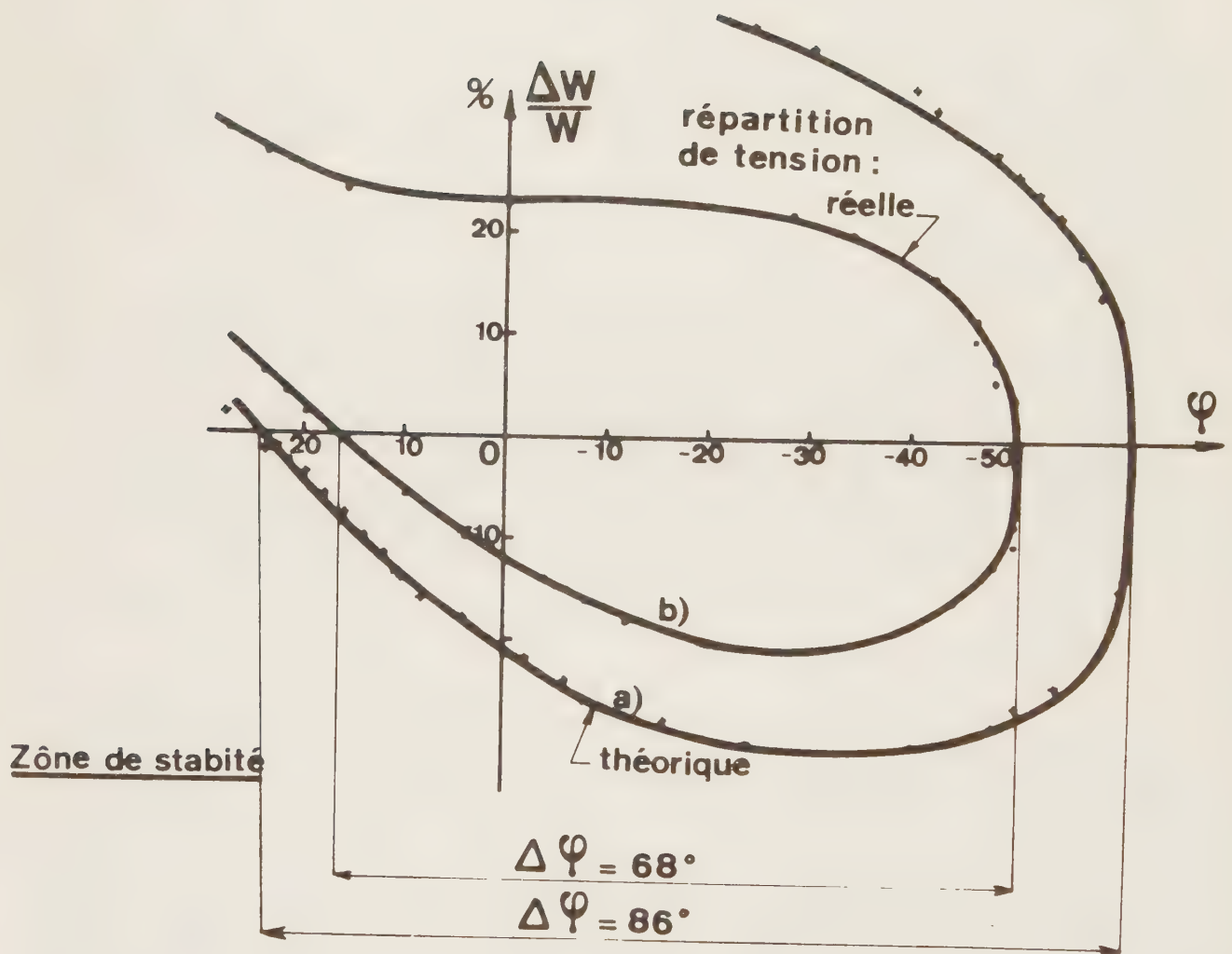


Fig 38

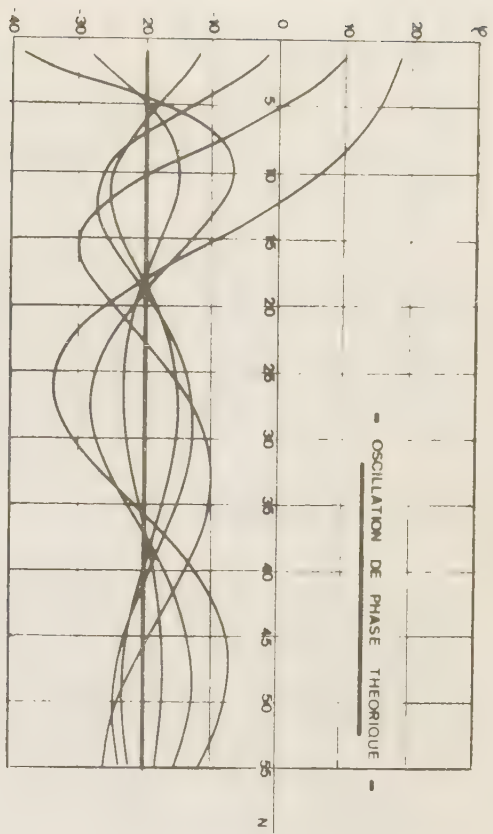


Fig 39a

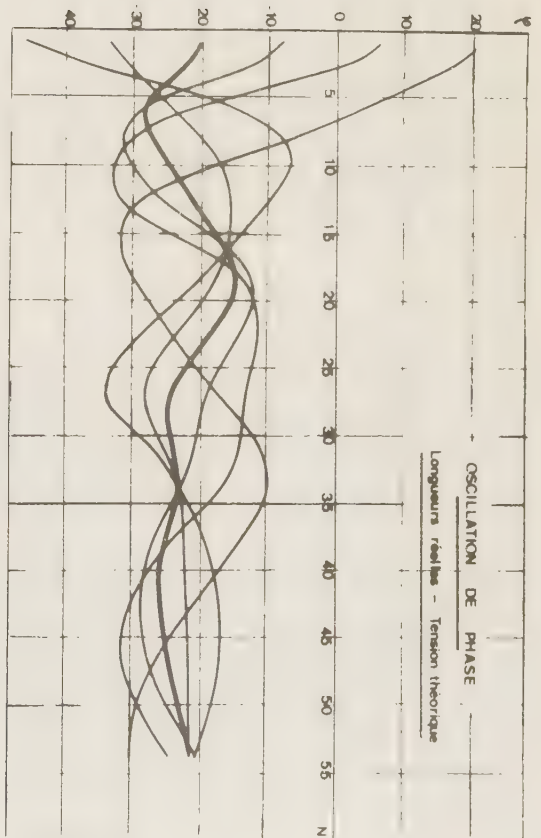


Fig 39b

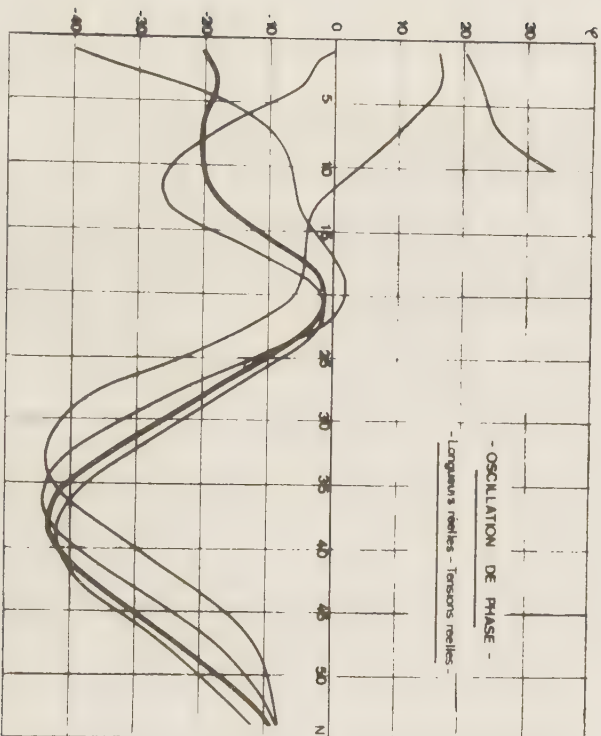


Fig 39c

e) - Conclusion

On voit que l'écart entre la courbe théorique et la courbe réelle peut avoir une incidence sur la stabilité radiale par l'intermédiaire de l'oscillation de phase, c'est-à-dire, finalement une incidence sur l'intensité du faisceau extrait.

De nos discussions avec M. Nassibian sur l'accélérateur de Manchester, nous avons déduit qu'une répartition de tension semblable à la nôtre devait se trouver sur cet accélérateur (la répartition de tension définitive n'a d'ailleurs pas été mesurée). En effet, une variation de l'ordre du pour-cent de la puissance injectée dans la cavité, fait perdre un facteur 2 sur l'intensité du faisceau, ce qui ne s'explique pas lorsque la courbe théorique et la courbe réelle coïncident.

C - CONCLUSION

Si la défocalisation radiale est trop importante, on peut être amené à modifier la longueur des électrodes en jouant sur les embouts, mais ceci n'est valable qu'à condition de calculer le mouvement radial vrai. On voit donc que, d'une part, pour chiffrer les pertes introduites, d'autre part, pour apporter des corrections valables si nécessaire, on était amené à écrire un programme de dynamique des particules dans l'accélérateur, ce programme venant après la réalisation de l'accélérateur, uniquement comme moyen d'investigation et d'amélioration. L'ensemble des calculs qui précède a défini les données de l'accélérateur, nous allons maintenant passer à la description du programme de dynamique qui permettra une interprétation des résultats de mesures.

III - PROGRAMME DE DYNAMIQUE DES PARTICULES

A - INTRODUCTION

Nous avons vu que le calcul de la focalisation utilisé précédemment, reposait sur 2 hypothèses particulièrement peu satisfaisantes pour l'esprit, à savoir :

- a)- la vitesse reste constante le long de l'accélérateur.
- b)- la particule garde sa cote initiale.

Par ailleurs, même si l'on admet les hypothèses précédentes, il laisse en suspend deux paramètres importants, les pertes radiales et l'émission de l'accélérateur. Il est en outre impossible de chiffrer les pertes introduites par la mauvaise répartition de tension.

Les seuls programmes existants utilisent des approximations linéaires au voisinage de l'axe, qui ne sauraient être employés pour la focalisation par grille qui est un phénomène essentiellement non linéaire. Ainsi avons nous été amenés à développer un programme de dynamique des particules. Il repose sur le principe suivant : A partir des mesures de potentiel effectuées à la cuve rhéographique sur un réseau, on simule l'ensemble des champs électriques de l'accélérateur et l'on étudie le mouvement des particules par l'intégration des équations du mouvement par la méthode de Runge Kutta. Les mesures de champ électrique sont faites dans les deux plans de symétrie, les autres plans nécessitant des mesures à 3 dimensions qui sont très délicates. Par ailleurs, l'importance des temps de calculs rend l'étude dans ces plans impossible et pratiquement les calculs sont faits dans un seul plan (l'étude étant valable dans le plan perpendiculaire à un intervalle accélérateur près).

B - MESURES A LA CUVE RHEOGRAPHIQUE (Réf. 26)

La cuve rhéographique de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon utilise le principe classique de la reconstitution d'une structure à partir d'une demi structure par effet miroir sur la surface de séparation entre un milieu conducteur et un milieu isolant. La cuve est constituée par un bac en matière plastique transparente qui facilite le positionnement des structures et de la sonde (par ailleurs le fond est inclinable).

Pour la partie électronique, sa réalisation a employé un maximum de techniques numériques qui sont des facteurs de précision et de simplicité. Un coordinatographe assure le déplacement de la sonde suivant deux axes perpendiculaires à l'aide de 2 moteurs pas à pas. Un oscillateur et 2 amplificateurs de puissance alimentent les électrodes. Cet ensemble fournit une tension sinusoïdale (à cause des phénomènes de polarisation) à 473 Hz (non harmonique du réseau), stable (10^{-3}) et réglable (0 - 50 volts crête-crête). Le système d'alimentation et de commande des moteurs pas à pas est assez complexe, il assure la marche des moteurs avec une grande gamme de réglage des vitesses et ceci sans à coups aux démarrages et aux arrêts.

Le système de mesure est composé ; d'une part, pour le potentiel de la sonde à haute impédance, d'un système de redressement de la tension par détecteur synchrone et d'un voltmètre numérique ; d'autre part, pour le positionnement de deux compteurs électroniques, comptant ou décomptant les impulsions reçues par les moteurs. Les résultats sont enregistrés avec un perforateur de bande.

Un ensemble électronique assure (outre les sécurités et la marche non automatique) le déroulement automatique des opérations : déplacement d'un pas, amortissement des vibrations, mesure du potentiel, acquisition des résultats, nouveau pas... etc ... arrêt en fin de ligne de balayage.

La précision sur le potentiel est de l'ordre de 10^{-3} . Sur le pas, l'erreur est de 3 %, non cumulative, ce qui, vu les dimensions des maquettes, entraîne une précision de 10^{-3} .

La figure 40 donne une vue des électrodes réalisées pour la cuve, les figures 41 et 42 montrent l'ensemble dans la cuve. Des mesures ont été effectuées pour 6 valeurs différentes de g/a. Pour chaque valeur les mesures sont effectuées dans 2 plans et il y a 31×71 points de mesures entre l'axe de symétrie et le bord de l'électrode (la durée d'acquisition d'un point est de 4s).

C - DESCRIPTION DES PROGRAMMES

1 - Programme POLIS

^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^

Le but de ce programme est, d'une part, de classer les valeurs issues des mesures automatiques, d'autre part, de lisser les valeurs afin de permettre une dérivation, c'est-à-dire éliminer les variations lentes et les points faux. C'est cet aspect du programme que nous allons décrire. Supposons que l'on connaisse la valeur d'une fonction f en $i-2, i-1, i+1, i+2$ et que l'on cherche sa valeur en i ; si h est le pas, on peut écrire les développements au 3e ordre suivant :

$$f_{i+1} = f_i + h f'_i + \frac{h^2}{2} f''_i + \frac{h^3}{3!} f'''_i$$

$$f_{i-1} = f_i - h f'_i + \frac{h^2}{2} f''_i - \frac{h^3}{3!} f'''_i$$

$$f_{i+2} = f_i + h f'_i + 2h^2 f''_i + \frac{4}{3} h^3 f'''_i$$

$$f_{i-2} = f_i - h f'_i + 2h^2 f''_i - \frac{4}{3} h^3 f'''_i$$

On obtient alors :

$$f_{i+1} + f_{i-1} = 2f_i + h^2 f''_i$$

$$f_{i+2} + f_{i-2} = 2f_i + 4h^2 f''_i$$



- photo 40 -

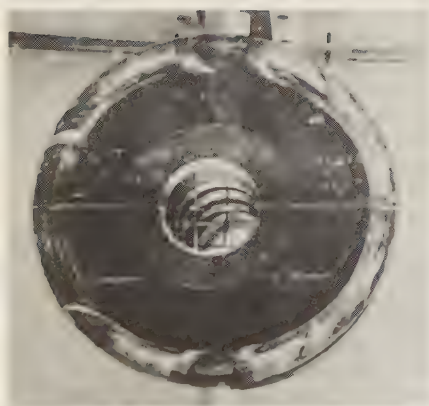


Photo 41

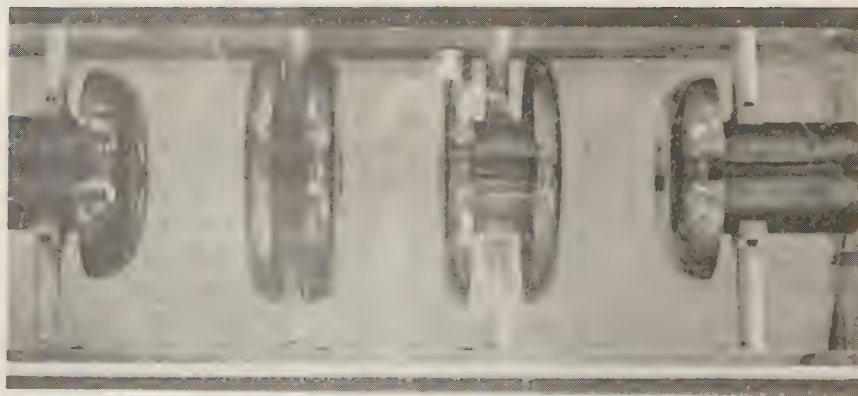


Photo 42

En multipliant la première égalité par -4 et en ajoutant la seconde, on obtient finalement :

$$f_i = \frac{2}{3} \left(f_{i+1} + f_{i-1} \right) - \frac{1}{6} \left(f_{i+2} + f_{i-2} \right)$$

qui donne la valeur en i.

Pour tout réseau de données (à l'exception des 2 valeurs de bord), il est possible en un point i de calculer f_i de 4 façons différentes (en prenant les 2 séries de 4 points perpendiculaires et les 2 séries de 4 points diagonales).

Pour chaque point le programme compare la valeur mesurée à ces valeurs calculées, l'erreur doit être au plus, égale à l'erreur de mesure ($\approx 10^{-3}$). Dans le cas contraire, il substitue à la valeur mesurée l'une des quatre valeurs calculées. Il procède ainsi de proche en proche pour tout le réseau. Plusieurs itérations (≤ 10) sur le réseau, sont nécessaires pour que l'ensemble du réseau soit composé de valeurs telles que le calcul dans les 4 directions donne des valeurs de f_i se tenant dans la fourchette d'erreur. Il peut arriver que le calcul ne soit pas convergent ; cela signifie simplement que l'erreur tolérée est trop petite, (c'est-à-dire que l'estimation de l'erreur de mesure était trop optimiste !). Les valeurs ainsi obtenues sont perforées et vont servir de données au programme VALUE.

2 - Programme VALUE ~~~~~

La valeur de g/a variant le long de l'accélérateur, on doit à partir d'un nombre minimum de mesures réaliser l'interpolation des valeurs. C'est le rôle du programme VALUE. A partir de 6 valeurs de g/a , $g/a = 1.72, 1.78, 1.91, 2.13, 4.49, 7.18$ (voir fig. 33), on réalise l'interpolation linéaire des valeurs de tension, ainsi que celle des pas dz et dx qui tiennent compte des changements de diamètres. Le programme réalise une bande magnétique de 240.000 valeurs qui définissent entièrement l'accélérateur : potentiel dans tous les intervalles dans les 2 plans (mais un côté de l'axe puisqu'il y a symétrie), répartition de tension théorique et réelle, longueurs de glissement..

3 - Programme MORAD ~~~~~

a) - Organigramme simplifié du programme (fig. 43)

Le mode opératoire est le suivant: L'émittance ϵ_e du faisceau étant choisie, le sous-programme DENSE répartit de façon homogène les NMAX particules dans la figure d'émittance. Les données correspondant au 1er intervalle sont lues (et doublées pour tenir compte de la symétrie axiale). Pour chaque particule, on calcule alors le transfert dans le tube de glissement puis l'on intègre le mouvement par la méthode de Runge-Kutta après avoir calculé le champ électrique E_x et E_z en chaque point de la maille par le sous-programme CHELE. Chaque particule NN dépassant la cote permise est définitivement éliminée (IPAR(NN) = 1). Le calcul étant effectué pour les NMAX particules, on passe à l'intervalle suivant pour les particules restantes, et ainsi de suite jusqu'à la fin de l'accélérateur. L'ensemble des conditions de sortie des particules, ainsi que leur position initiale, sont perforées et serviront de données au programme RESUL.

PROGRAMME MORAD

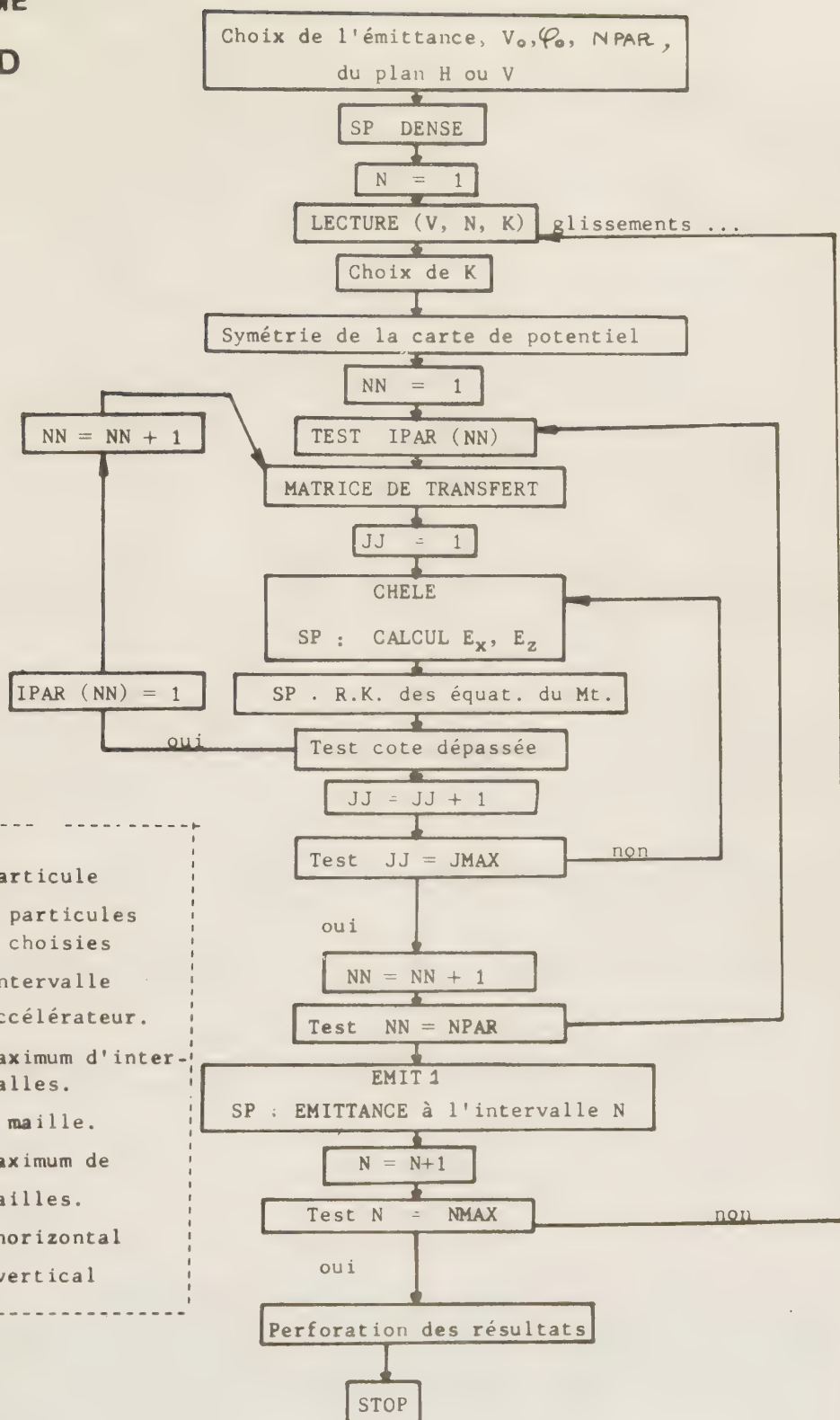


Fig.43

b) - Calcul du champ électrique, E_X et E_Z : sous-programme CHELE

Le sous-programme de calcul du champ électrique est extrait du programme TRIWHEEL réalisé à l'Université de Maryland (réf. 27), pour l'étude du centre du cyclotron. Il permet de trouver les champs électriques dans l'espace à partir d'un réseau de potentiel à 3 dimensions. Nous utilisons ce sous-programme à 2 dimensions. Le principe en est le suivant dans ce cas. On obtient la valeur du potentiel en un point quelconque en utilisant le polynôme de Newton s'appuyant sur 5 points (réf. 28), x_0, x_1, x_2, x_3, x_4 . On écrit :

$$\begin{aligned}\phi(x) = & a_0 + a_1(x_1-x_0) + a_2(x-x_0)(x-x_1) + a_3(x-x_0)(x-x_1)(x-x_2) \\ & + a_4(x-x_0)(x-x_1)(x-x_2)(x-x_3) + a_5(x-x_0)(x-x_1)(x-x_2)(x-x_3)(x-x_4)\end{aligned}$$

Cette fonction prend les valeurs $y_0, y_1, \dots, y_4$ en $x_0, \dots, x_4$ et, si le pas est constant $x_1-x_0 = x_2-x_1 = \dots = h$, on a :

$$a_0 = y_0, \quad a_1 = \frac{y_1-y_0}{h} = \frac{\Delta y_0}{h}, \quad a_2 = \frac{\Delta^2 y_0}{2h^2}, \quad a_3 = \frac{\Delta^3 y_0}{3!h^3}, \quad a_4 = \frac{\Delta^4 y_0}{4!h^4} \dots$$

et :

$$\begin{aligned}\phi(x) = & y_0 + \frac{\Delta y_0}{h}(x-x_0) + \frac{\Delta^2 y_0}{2h^2}(x-x_0)(x-x_1) + \frac{\Delta^3 y_0}{3!h^3}(x-x_0)(x-x_1)(x-x_2) \\ & + \frac{\Delta^4 y_0}{4!h^4}(x-x_0)(x-x_1)(x-x_2)(x-x_3) + \frac{\Delta^5 y_0}{5!h^5}(x-x_0)(x-x_1)(x-x_2)(x-x_3)(x-x_4)\end{aligned}$$

En faisant le changement de variable $x = x_0 + hu$, on a la formule de Newton :

$$\begin{aligned}\phi(x) = & y_0 + u\Delta y_0 + \frac{u(u-1)}{2!}\Delta^2 y_0 + u(u-1)(u-2)\frac{\Delta^3 y_0}{3!} + u(u-1)(u-2)(u-3)\frac{\Delta^4 y_0}{4!} \\ & + u(u-1)(u-2)(u-3)(u-4)\frac{\Delta^5 y_0}{5!}\end{aligned}$$

Il suffit de dériver par rapport à u pour avoir la dérivée au point x .

Supposons maintenant que l'on ait le potentiel sur la maille de la figure 44 ; et que l'on veuille calculer $E_Z(x_0, z_0)$. Le mode opératoire est le suivant : On interpole d'abord $V(x_0, I_1)$, par le polynôme de Newton sur les points : $V(I_1, J_1), V(I_1, J_2), V(I_1, J_3), V(I_1, J_4), V(I_1, J_5)$, puis de même $V(x_0, I_2), V(x_0, I_3), V(x_0, I_4), V(x_0, I_5)$, enfin à partir de ces 5 points calculés on interpole $V(x_0, z_0)$ et l'on dérive en ce point. On voit

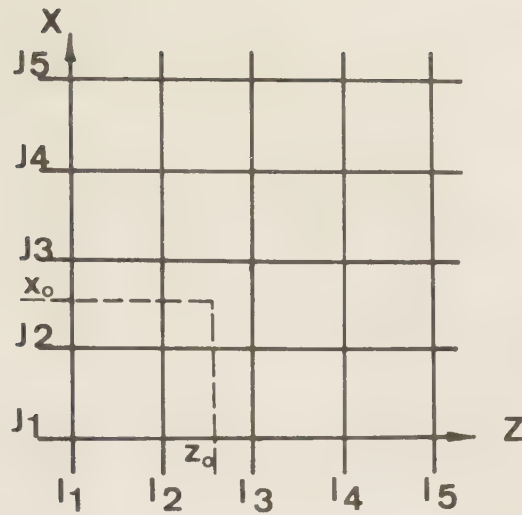


Fig 44

donc que pour avoir le champ dans une direction il faut 6 interpolations et une dérivation.

c) - Equations du mouvement et intégration par la méthode de Runge-Kutta

En prenant comme variable Z , les équations du mouvement sont les suivantes :

$$\frac{d\phi}{dZ} = \frac{\omega}{v_Z} \quad (1)$$

$$v_Z \frac{dv_Z}{dZ} = \frac{q}{m} E_Z \cos \phi \quad (2)$$

$$v_Z \frac{dv_X}{dZ} = \frac{q}{m} E_X \cos \phi \quad (3)$$

$$\frac{dX}{dZ} = \frac{v_X}{v_Z} \quad (4)$$

A partir des coordonnées du point de départ, et des équations du mouvement, ainsi que des équations de variation des paramètres qui contrôlent ce mouvement (champ électrique), on trouve les valeurs finales des coordonnées après un pas d'intégration par la méthode de Runge-Kutta (réf. 29), qui calcule les coefficients K et q faisant intervenir les valeurs intermédiaires des coordonnées et des champs.

Supposons que l'on ait l'équation différentielle $y' = f(x, y)$ dont on connaît les points de départ x_0 et y_0 ainsi que le pas h d'intégration. On écrit :

$$K_1 = h f(x_0, y_0)$$

$$y_1 = y_0 + \frac{1}{2}(K_1 - 2q_0)$$

$$q_1 = q_0 + 3 \left[\frac{1}{2}(K_1 - 2q_0) \right] - \frac{1}{2} K_1$$

$$K_2 = h f(x_0 + \frac{h}{2}, y_1)$$

$$q_2 = q_1 + 3 \left[\left(1 - \frac{\sqrt{2}}{2}\right)(K_2 - q_1) \right] - \left[1 - \sqrt{\frac{1}{2}}\right] K_2$$

$$K_3 = h f(x_0 + \frac{h}{2}, y_2)$$

$$y_3 = y_2 + (1 + \sqrt{\frac{1}{2}})(K_3 - q_2)$$

$$q_3 = q_2 + 3 \left[\left(1 + \sqrt{\frac{1}{2}}\right)(K_3 - q_2) \right] - (1 + \sqrt{\frac{1}{2}}) K_3$$

$$K_4 = h f(x_0 + h, y_3)$$

$$y_4 = y_3 + \frac{1}{6}(K_4 - 2q_3)$$

$$q_4 = q_3 + 3 \left[\frac{1}{6}(K_4 - 2q_3) \right] - \frac{1}{2} K_4$$

$$\bar{K} = \frac{1}{6} K_1 + \frac{1}{3}(1 - \sqrt{\frac{1}{2}}) K_2 + \frac{1}{3}(1 + \sqrt{\frac{1}{2}}) K_3 + \frac{1}{6} K_4$$

et finalement :

$$y(x_0 + h) = y_0 + \bar{K} = y_4$$

Pour les pas suivants, afin de réduire l'erreur on écrit :

$$q_0(n+1) = q_4(n)$$

pour passer de la n ième à la n+1 ième maille avec au départ $q_0 = 0$.

Le calcul précédent est évidemment valable pour un système d'équations différentielles tel que le nôtre.

Nous allons maintenant écrire la programmation en FORTRAN V des 4 équations du mouvement par la méthode de Runge-Kutta précédente.

Les constantes sont les suivantes :

$$A(1) = 0.5$$

```

A(2) = 0.29289322
A(3) = 1.70710678
A(4) = 0.1666667
B(1) = 2.
B(2) = 1.
B(3) = 1.
B(4) = 2.
C(1) = 0.5
C(2) = 0.29289322
C(3) = 1.70710678
C(4) = 0.5
Q(1) = 0.
Q(2) = 0.
Q(3) = 0.
Q(4) = 0.
Q(5) = 0.

```

vantes : Pour la particule NN les conditions initiales sont les sui-

```

Y(1) = ZS (NN)
Y(2) = VZ (NN)
Y(3) = PHS (NN)
Y(4) = VX (NN)
Y(5) = XS (NN)

```

Pour une maille quelconque on écrit alors pour intégrer sur $dZ = \text{STEP}$ avec $QSM = \frac{q}{m}$ et $OMEGA = \omega$:

```

DO 200 L = 1,4
CALL CHELE (EX)
CALL CHELE (EZ)
CK(1) = STEP
CK(2) = EZ x QSM x COS (Y(3))/Y(2) (2)
CK(3) = OMEGA x STEP/Y(2) (1)
CK(4) = EX x QSM x COS (Y(3))/Y(2) (3)
CK(5) = STEP x Y(4)/Y(2) (4)
DO 165 M = 1,5
T = A(L) x (CK(M) - B(L) x Q(M))
Y(M) = Y(M) + T
Q(M) = Q(M) + 3. x T - C(L) x CK(M)
165 CONTINUE
200 CONTINUE

```

On voit donc que l'intégration proprement dite nécessite un nombre très réduit d'instructions.

4 - Programme RESUL
 ~~~~~

Le programme MORAD étant passé par toutes les phases, les données issues de ce programme permettent, d'une part, de tracer la figure d'émittance du faisceau (sous-programme EMIT1) et ceci pour différentes émittances d'entrée  $\epsilon_e$ , d'autre part, de tracer le spectre d'énergie et de phase du faisceau.

Nous ne décrivons pas ici le sous-programme EMIT1, il se compose d'une série de totalisateurs de dimension  $x_1-x_2$ ,  $x'_1-x'_2$  ..., et chaque particule tombant dans ce rectangle est comptabilisé.

1 - Facteur de temps de transit  
~~~~~

Nous avons vu plus haut (voir IIB1b) l'écriture approchée du facteur de temps de transit. Si le champ E_Z n'est pas une constante et si la vitesse v_Z a une variation importante dans l'intervalle (cas où il y a pénétration et accélération) on peut écrire :

$$Z'' = \frac{q}{m} E_Z \cos(\omega t + \phi)$$

$$2Z\ddot{Z} = \frac{2q}{m} E_Z \dot{Z} \cos(\omega t + \phi)$$

$$\dot{Z}^2 - \dot{Z}_0^2 = \frac{2q}{m} \int_{-\frac{T}{4}}^{+\frac{T}{4}} E_Z \dot{Z} \cos(\omega t + \phi) dt$$

ou encore :

$$\dot{Z}^2 - \dot{Z}_0^2 = \frac{2q}{m} \left\{ \int_{-\frac{T}{4}}^{+\frac{T}{4}} E_Z \dot{Z} \cos \omega t dt \right\} \cos \phi - \frac{2q}{m} \left\{ \int_{-\frac{T}{4}}^{+\frac{T}{4}} E_Z \dot{Z} \sin \omega t dt \right\} \sin \phi$$

Si l'on remplace les intégrales en t par des intégrales en Z , on a :

$$\dot{Z}^2 - \dot{Z}_0^2 = \frac{2q}{m} \left\{ \int_{-\ell}^{+\ell} E_Z \cos \omega t_Z dZ \right\} \cos \phi - \frac{2q}{m} \left\{ \int_{-\ell}^{+\ell} E_Z \sin \omega t_Z dZ \right\} \sin \phi$$

On voit que si l'on veut faire une analogie entre cette expression et le gain $\frac{2q}{m} VT \cos \phi_S$ il faut faire :

$$\int_{-\ell}^{+\ell} E_Z \sin \omega t_Z dZ = 0$$

en jouant sur les conditions initiales Z_0 , t_0 , ϕ_0 . Alors seulement on peut écrire :

$$T = \int_{-\ell}^{+\ell} \frac{E_Z \cos \omega t_Z dZ}{v}$$

et le comparer au terme approché des formules 1 et 1bis du paragraphe IIB-1b.

Ces calculs ont été effectués pour $g/a = 2.13$, ils montrent qu'il y a concordance entre la formule approchée et le calcul vrai à mieux que 1 %.

2 - Phase de synchronisme
~~~~~

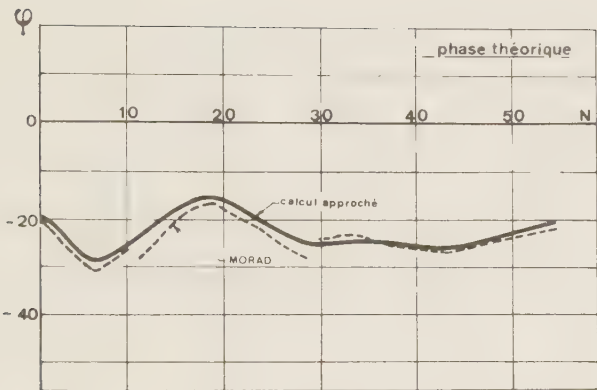


Fig 45

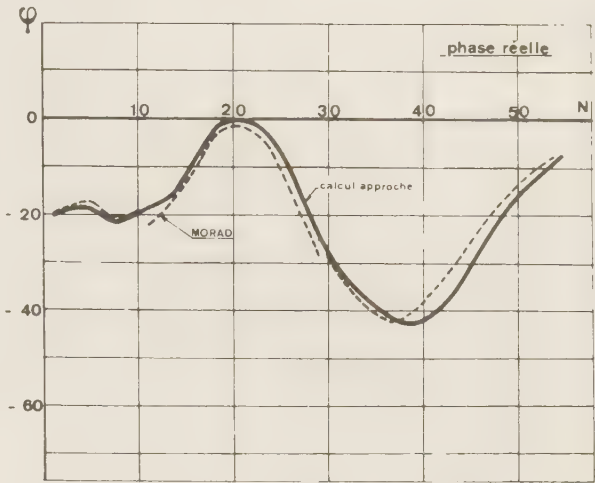


Fig 46

Si l'on compare maintenant les phases de synchronismes théoriques et réelles obtenues par le calcul approché et par l'intégration, on voit figures 45 et 46 qu'il y a une bonne concordance bien que le calcul précédent n'ait pas été fait pour chaque intervalle (les phases données correspondent à la maille donnant le résultat pour  $g/a = 2.13$  ce qui n'est pas rigoureusement exact).

3 - Diagramme d'acceptance  
~~~~~

L'émittance maximum du faisceau ϵ_e entrant dans l'accélérateur étant choisie, le programme MORAD est utilisé pour des phases de 5 en 5 degrés de part et d'autre de la phase de synchronisme avec 100 particules par phase (NMAX = 100). On vérifie ainsi, la réduction de 21 % entre l'acceptance de phase théorique et l'acceptance de phase réelle donnée par le calcul à l'aide de la formule approchée 9 (voir IIB-4b, IIB-4c et fig. 38) mais, avec des largeurs de phases plus grandes, respectivement 95° et 75° au lieu de 86° et 68°. Cette différence se comprend puisque le calcul approché ne tient compte que des particules sur l'axe, alors que les particules en dehors de l'axe ont des vitesses radiales importantes qui entraînent des limites de stabilité de phases différentes. Nous n'avons pas estimé nécessaire de retracer les courbes remplaçant celles de la fig. 38, ces courbes nécessitant un important temps de calcul.

REMARQUE IMPORTANTE : Jusqu'à maintenant, nous avons supposé (voir IIA-4 et Annexe IA) que le rendement de phase sans rassembleur était $\eta_\phi = 16,6 \%$. Nous voyons qu'en réalité celui-ci est plus grand puisque la largeur de phase stable n'est pas de $3|\phi_s| = 60^\circ$ mais de 75° . La valeur de η_ϕ est donc $\eta_\phi = 21 \%$.

1 - Estimation des pertes introduites par la répartition de
~~~~~  
tension  
~~~~~

Si l'on fait abstraction de la diminution de l'acceptance de phase (voir IIID-3), on obtient le résultat suivant qui permet d'éclaircir un point important :

- Il n'y a pas de pertes radiales introduites quand on passe de la répartition de tension théorique à la répartition de tension réelle. Pour toutes les émittances d'entrées ϵ_e (et avec des diamètres différents), il y a concordance des résultats à mieux que $\pm 1 \%$, c'est-à-dire, que l'oscillation de la phase de synchronisme réelle n'agit pas sur le rendement radial. Ce résultat est en opposition complète avec les conclusions que l'on pouvait tirer des calculs de Smith et Gluckstern (voir IIB-4e). Il n'y a donc pas lieu d'essayer d'améliorer la distribution de tension, puisque la diminution d'acceptance de phase est pratiquement éliminée par l'emploi du rassembleur (voir IIIE-6c). Dans la pratique, tous les essais de modification de la répartition de tension (par mouvement des courts-circuits mobiles), n'ont eu aucune influence sur l'intensité de sortie, ce qui confirme le résultat précédent.

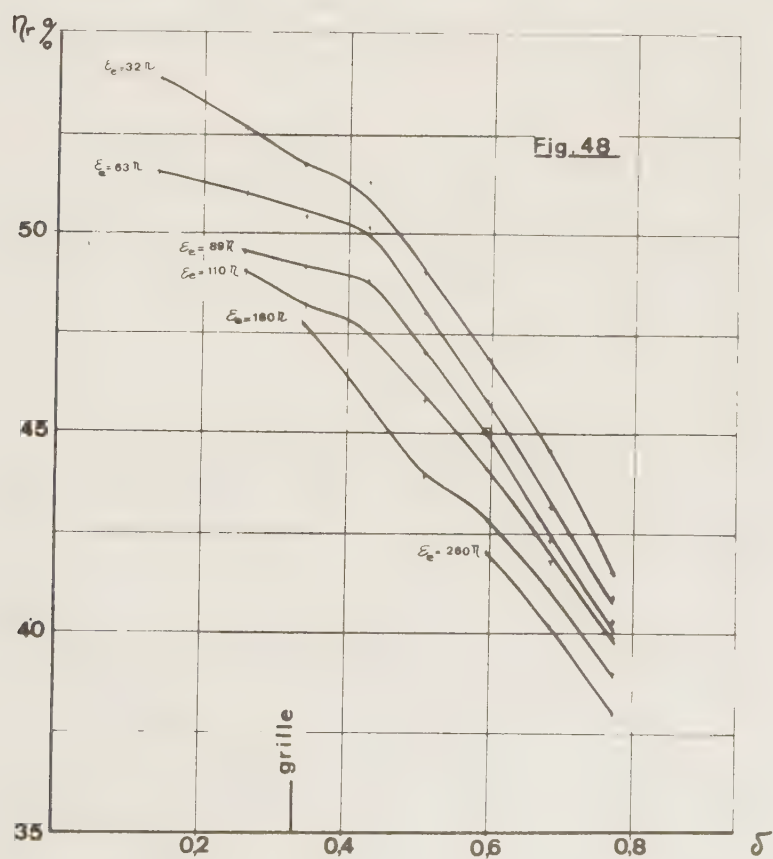
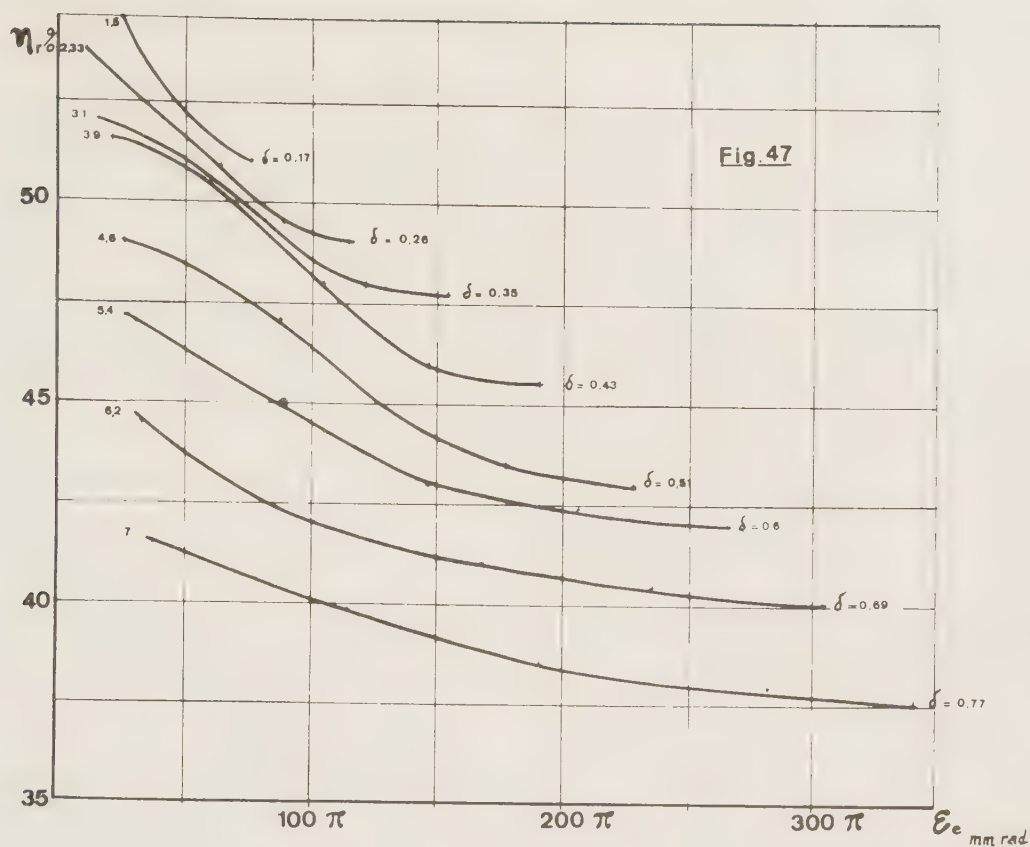
2 - Rendement radial et émittance d'entrée
~~~~~

Si l'on fait varier l'émittance d'entrée  $\epsilon_e$ , le rendement radial  $\eta_r$  de l'accélérateur varie suivant les courbes de la figure 47, où le paramètre  $\delta$  est défini comme le rapport du rayon du faisceau entrant dans l'accélérateur au rayon de l'électrode d'entrée  $\delta = r/a$  avec  $a = 9$  mm. On voit que l'on a intérêt à avoir des diamètres de faisceau les plus petits possibles. Cela est encore plus apparent sur la figure 48 qui donne  $\eta_r$  en fonction de  $\delta$  avec  $\epsilon_e$  comme paramètre. Ainsi on peut voir que pour  $\eta_r = 45\%$ , par exemple, si le rayon passe de 6,1 mm ( $\delta = 0,67$ ) à 4,2 mm ( $\delta = 0,47$ ), l'émittance d'entrée acceptable passe de  $32 \pi$  à  $160 \pi$  soit un facteur de 5 ! De même, on peut voir que pour  $\epsilon_e = 89 \pi$ , une variation de  $r = 7$  mm ( $\delta = 0,77$ ) à  $r = 3,5$  mm ( $\delta = 0,38$ ) entraîne un gain de 10 % (de 40 % à 50 %) sur le rendement radial.

Dans ce qui suit, nous supposons que le faisceau issu de la source d'ion multichargée aura une émittance  $\epsilon_e = 89 \pi$  et un rayon de 5,4 mm ( $\delta = 0,6$ ). Bien que ces valeurs soient largement variables avec l'ion étudié et les réglages de l'optique de source, elles correspondent à certaines mesures qui ont été effectuées avec un faisceau  $A_r^{4+}$ . Dans ces conditions on voit (fig. 48) que le rendement radial serait  $\eta_r = 0.45$ .

3 - Rendement radial et émittance de sortie  
~~~~~

Quand le projet d'accélérateur composite a été élaboré, on avait aucune idée de l'émittance de sortie des "accélérateurs" du même type. D'ailleurs pour ces accélérateurs ce paramètre n'avait que peu d'importance puisque l'accélérateur qui suivait "l'épluchage" (stripping) était aussi un accélérateur linéaire peu exigeant quant à son émittance d'entrée. Il en va tout autrement pour nous, puisque cet accélérateur est un cyclotron et que le faisceau doit d'une part être conduit sans perte sur près de 30 m et d'autre part, se réduire à une tache de 7×15 mm sur la feuille mince où les ions seront "éplu-



chês" (réf. 30). C'est dire toute l'importance de l'émittance de sortie ϵ_s de l'accélérateur et la surprise qui a été la nôtre à la vue des résultats théoriques et de mesure.

Les figures 49a, b, c montrent les variations du rendement radial η_r en fonction de l'émittance de sortie ϵ_s , pour différentes valeurs de δ et ϵ_e . Si les valeurs de ϵ_s sont définies comme les surfaces contenant 90 % des particules sortantes, à l'aide des fig. 48 et 49, on peut voir que les émittances de sorties sont comprises entre 105π et 115π quels que soient ϵ_e et δ (points marqués par un cercle).

Nous sommes loin des conditions où les mouvements sont, découplés, linéaires et à rendement unitaire, c'est-à-dire, les conditions où le théorème de Liouville impose l'invariance de l'émittance normalisée $\epsilon_n = \epsilon \beta \gamma$:

Cependant, l'écart par rapport à $\frac{(\beta \gamma)_s}{(\beta \gamma)_e} = 8.5 = \frac{\epsilon_e}{\epsilon_s}$ introduit un jugement de valeur sur la qualité du système. Pour $32\pi \leq \epsilon_e \leq 350\pi$, on obtient :

$0.3 \leq \frac{\epsilon_e}{\epsilon_s} \leq 3$. Pour toutes les valeurs de $\epsilon_e < 115\pi$, ce rapport est inférieur à 1.

Par exemple, si l'on prend la valeur de référence $\epsilon_e = 89\pi$ et $\delta = 0.6$, on obtient $\epsilon_s = 115\pi$, c'est-à-dire, $\frac{\epsilon_e}{\epsilon_s} = 0.77$. On voit que l'écart par rapport à 8.5 est important.

Les figures 49 nous permettent de faire les remarques importantes suivantes :

a) - Si l'acceptance de la conduite de faisceau et du dispositif "épluchage" est inférieure à 115π , les figures 49a, b, c nous permettent de définir les pertes de faisceau résultantes. Par exemple pour $\epsilon_e = 89\pi$, $\delta = 0,6$ (fig.49b), si l'acceptance du dispositif n'est que de 25π , la perte de rendement est d'un facteur 2 dans chaque plan, c'est-à-dire, un facteur 4 sur l'intensité du faisceau (réf. 30).

b) - Puisque l'émittance de sortie ϵ_s est telle que $105\pi \leq \epsilon_s \leq 115\pi$ et ceci quel que soit ϵ_e , cela veut dire que l'émittance de sortie ne dépend que du système focalisant de l'accélérateur et que c'est celui-ci qu'il faudra modifier pour améliorer l'émittance de sortie. Il faudra d'abord expliquer le phénomène, c'est ce que nous ferons au paragraphe III.E.7.

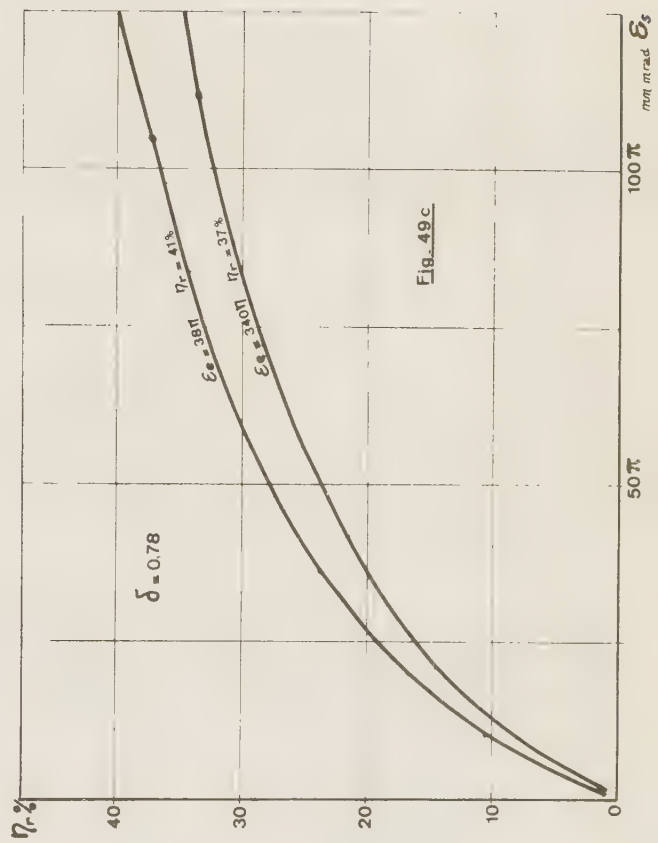
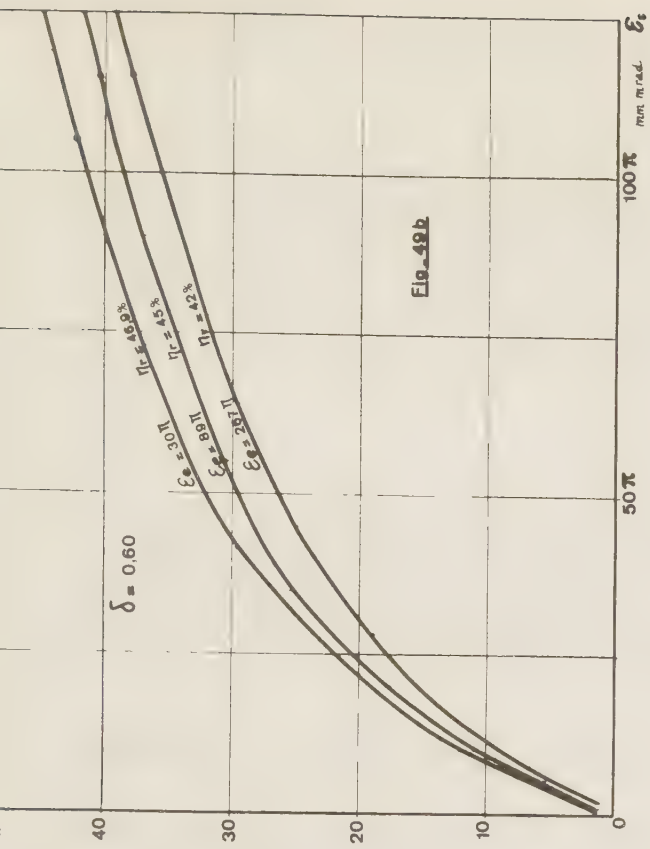
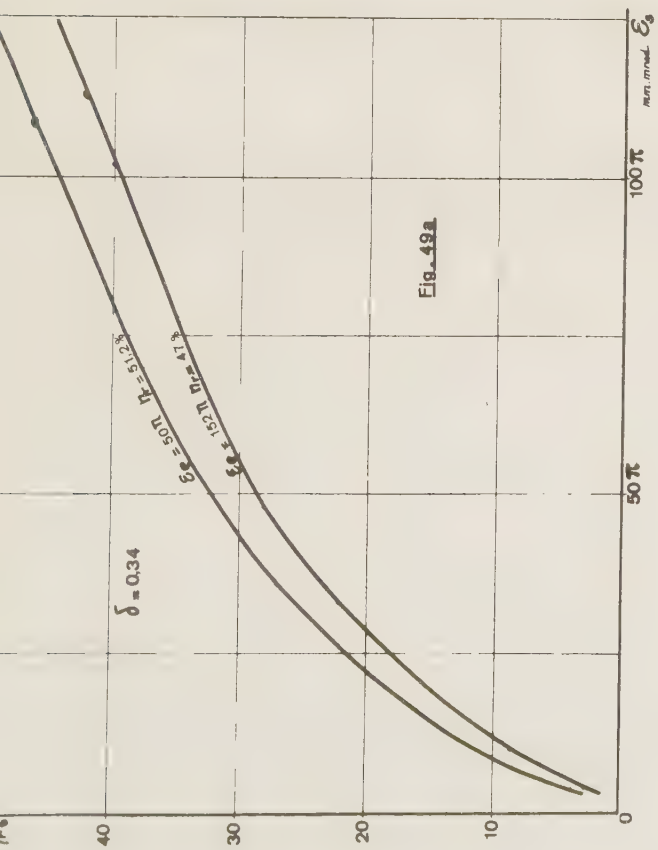
4 - Dispersion en énergie

La dispersion en énergie du faisceau sortant est pratiquement indépendante des conditions d'entrées du faisceau. La figure 50, donne le tracé obtenu directement par l'ordinateur, de la courbe du nombre de particules en fonction de la vitesse. On voit que l'écart maximum de quantité de mouvement est donné par :

$$\frac{dp_M}{p} = \frac{1.5147 \cdot 10^7 - 1.4957 \cdot 10^7}{1.505 \cdot 10^7}$$

soit :

$$\frac{dp_M}{p} = \pm 0,63 \%$$



La dispersion en énergie (pied à pied) est donc $\frac{dE_M}{E} = \pm 1,26 \%$. Cette valeur est très voisine de celle trouvée à l'aide du calcul approché (voir IIB-4d).

REMARQUE : De même que nous avons vu sur la maquette de 23 électrodes (voir IIA-3d) qu'il existait un pic d'énergie à la valeur moitié de la valeur nominale, nous trouvons le même phénomène à l'aide du programme. Ce pic se crée à partir des particules se trouvant à une phase initiale proche de $+ 20^\circ$. Il serait possible à l'aide du programme de faire une étude complète de ce phénomène qui semble être une préoccupation pour certains chercheurs (voir réf. 31). Il est évident que dans notre cas, ces particules (bien que sortant de l'accélérateur), ont été éliminées pour ne pas fausser les résultats de rendement, d'émittance et de dispersion de phase.

5 - Dispersion de phase

La figure 51, est tracée directement par l'ordinateur, elle donne le nombre de particules en fonction de la phase. On voit que la largeur de l'impulsion est de $14,1^\circ$ (pied à pied), soit 1,6 ns. Nous avons vu (voir IIB-4d) que la réduction d'amplitude de l'oscillation de phase était d'environ 5, c'est-à-dire que pour une largeur de phase initiale de 75° , on devrait avoir environ 15° . On voit que la concordance est bonne.

6 - Nouvelle estimation du rendement théorique de l'accélérateur

A l'aide du programme, nous avons maintenant des estimations du rendement radial η_r et du rendement de phase η_ϕ , il nous faut néanmoins faire une hypothèse sur le rendement de transparence η_t avant de donner une valeur théorique du rendement de l'accélérateur sans rassembleur.

a) - Rendement de transparence

Le programme, nous a montré que le faisceau de sortie occupe l'ensemble du diamètre de l'électrode aussi est-il raisonnable de prendre comme valeur d'interception, la valeur donnée par $r/a = 1$ (fig. 17a) (voir IIA-3b) soit 0,006 pour $\alpha = 1,1$, soit 0,0054 pour $\alpha = 1$. Ces valeurs conduisent à un rendement de transparence tel que :

$$\eta_t = (1 - 0,006)^{55}$$

$$\eta_t = (1 - 0,0054)^{55}$$

soit :

$$67 \% \leq \eta_t \leq 70 \%$$

Nous prendrons la valeur intermédiaire, soit $\eta_t = 0,685$.

b) - Rendement théorique sans rassembleur

Nous savons que le rendement théorique de l'accélérateur s'écrit :

$$\eta = \eta_\phi \times \eta_r \times \eta_t$$



DISPERSION EN ENERGIE

FIG 50

```

+14869383400
+14876220400
+14883057400
+14889894400
+14896731400
+14903567400
+14910404400
+14917241400
+14924078400
+14930915400
+14937752400
+14944589400
+14951426400
+14958263400
+14965099400
+14971936400
+14978773400
+14985610400
+14992447400
+14999284400
+15006121400
+15012958400
+15019795400
+15026632400
+15033468400
+15040305400
+15047142400
+15053979400
+15060816400
+15067653400
+15074490400
+15081327400
+15088164400
+15095001400
+15101837400
+15108674400
+15115511400
+15122348400
+15129185400
+15136022400
+15142859400
+15149696400
+15156533400
+15163369400
+15170206400
+15177043400
+15183880400
+15190717400
+15197554400
+15204391400

```



DISPERSION EN PHASE

FIG 51

```

+97627244400
+97634472400
+97642203400
+97649434400
+97657164400
+97664495400
+97672125400
+97679404400
+97687085400
+97694565400
+97702746400
+97709526400
+97717007400
+97724487400
+97731967400
+97739447400
+97746927400
+97754408400
+97761888400
+97769369400
+97776849400
+97784329400
+97791809400
+97799297400
+97806777400
+97814258400
+97821731400
+97829210400
+97836691400
+97844171400
+97851652400
+97859132400
+97866613400
+97874093400

```

Nous avons vu que le rendement de phase (voir IIID-3) était $\eta_\phi = 0,21$, que le rendement radial (voir IIIE-2) était $\eta_r = 0,45$, et nous venons de voir que l'on peut estimer le rendement de transparence à $\eta_t = 0,685$. Le rendement théorique sans rassembleur est donc :

$$\eta = 0,21 \times 0,45 \times 0,685 = 0,065 \quad . \quad \eta = 6,5 \%$$

Cette valeur est inférieure à la première estimation (voir IIA-4) qui était 8% ou 7% suivant la valeur de α .

REMARQUE : Si pour la même émittance d'entrée $\varepsilon_e = 89 \pi$, le rayon du faisceau passe à des valeurs supérieures à 7 mm ($\delta \geq 0,77$), le rendement radial passe à $\eta_r \leq 0,4$ et le rendement théorique à $\eta \leq 5,7 \%$.

c) - Considérations sur le facteur de gain introduit par le rassembleur

Il est communément admis que le facteur de gain introduit par un rassembleur de type classique est de l'ordre de 3. Il nous semble que ce résultat est ambigu puisqu'il est attribué à des accélérateurs ayant des diagrammes d'acceptances différents. Nous avons appelé K le facteur de gain théorique, on peut dire que ce qui reste constant, c'est le produit $R = \eta_\phi \times K$.

(En toute rigueur, ce produit est très légèrement croissant quand η_ϕ croît).

Pour un rassembleur classique, on a en général $R \approx 0,65$. C'est le résultat que nous donnons (Annexe I-D) pour $\phi_S = -20^\circ$ ($\Delta\phi = 60^\circ$), c'est-à-dire,

$\eta_\phi = 0,166$; c'est aussi le résultat donné par l'A.N.L. (Annexe I-E.1) pour

$\phi_S = -26^\circ$ ($\Delta\phi = 78^\circ$), c'est-à-dire pour $\eta_\phi = 0,217$. On voit donc que pour une même valeur de $R = 0,65$ (et c'est ce qui est important), le facteur K varie de 3,9 à 3. Dans notre cas ($\Delta\phi = 75^\circ$), le facteur K sera proche de 3, mais n'oublions pas que c'est un facteur de gain théorique, la valeur réelle pouvant être légèrement inférieure. Le rendement de l'accélérateur est alors $\rho = \eta \times K$.

Pour le rassembleur à harmoniques, nous avons trouvé un rendement théorique $R = 0,88$ (Annexe I-E), nous espérons donc avoir un gain de 1,3 à 1,4 par rapport à l'intensité obtenue à l'aide du rassembleur classique.

REMARQUE : Si l'on se reporte à la figure 38, on voit que pour $\frac{\Delta W}{W} = +10 \%$,

la largeur de phase est supérieure de 30 % à la largeur de phase à $\frac{\Delta W}{W} = 0$. Cela veut dire qu'il existe un réglage sans rassembleur donnant une intensité importante mais ne permettant pas un réglage optimum du rassembleur. Le réglage optimum de l'ensemble devra se faire par approximations successives en réduisant la vitesse d'injection après son optimisation sans rassembleur.

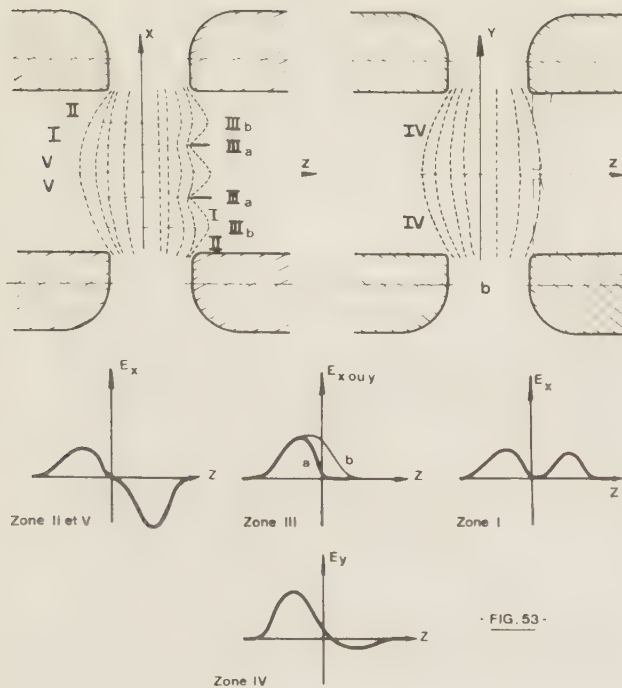
7 - Explication du fonctionnement des grilles

a) - Focalisation par la grille Orsay ($\gamma = \frac{1}{3}$)

Si l'on trace les coupes en X et Y d'un intervalle accélérateur, on trouve des équipotentielles, telles que celles données par la figure 52. Si l'on trace les champs électriques électrostatiques E_X et E_Y , on voit que l'on obtient 4 types de champs en fonction de Z . Ils sont donnés par la figure 53. La variation en côte (X ou Y) et le fait que le champ soit haute fréquence et non électrostatique, ne feront que modifier quantitativement le phénomène mais non qualitativement.

Ainsi l'on voit que dans le plan X, la zone située entre les 2 rubans parallèles est défocalisante (zone V) (sauf sur l'axe où $E_x = 0$), ainsi que celle située sur le bord l'électrode (zone II). Dans ce plan les seules zones focalisantes sont les parties extérieures aux rubans (zones I et III). Les particules vont donc rencontrer des forces tendant à les ramener sur les grilles (sauf celles se trouvant sur le bord et qui seront perdues, zone II, et celles peu nombreuses qui resteront sur l'axe).

FIG. 52 -



Dans le plan Y, sur l'axe $E_y = 0$; ailleurs la force focalisante d'entrée est supérieure à la force défocalisante de sortie (zone IV).

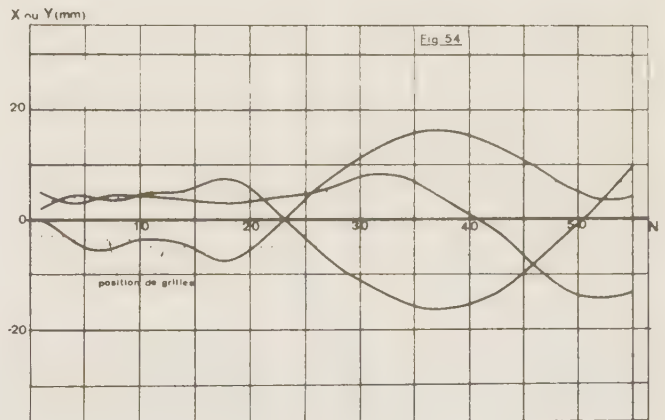
Quand on alterne les grilles, l'effet focalisant du plan Y ne modifie pas fondamentalement l'effet fourni par le plan X, c'est ce que nous allons voir maintenant.

FIG. 53 -

b) - Trajectoire des particules dans l'accélérateur

Le programme MORAD a permis la construction d'environ 2 000 trajectoires de particules. La figure 54 montre quelques unes d'entre elles prises au hasard. Elles présentent les particularités suivantes :

α) Elles sont défocalisées dans la région intérieure aux 2 rubans parallèles, focalisées au-delà, ce qui confirme l'explication du paragraphe a).



β) Si l'on regarde l'enveloppe du faisceau ainsi tracé, on s'aperçoit qu'elle grandit avec le diamètre des électrodes de l'accélérateur. Cela se comprend puisqu'à chaque changement de diamètre, γ restant constant, les particules venant des zones I et III vont se retrouver dans la zone V défocalisante de l'électrode de diamètre plus grand (sauf les particules sur l'axe qui s'y maintiennent). Chaque changement de diamètre vers un diamètre plus grand (figure 33), entraîne donc une défocalisation du faisceau (et une émittance dégradée).

8 - Conclusion

^^^^^^^^^^^^^^

Nous venons de voir que les qualités du faisceau sont liées d'une part aux variations du diamètre intérieur des électrodes le long de l'accélérateur, d'autre part, à la partie défocalisante située entre les deux rubans de la grille. Avant d'étudier les possibilités d'améliorations des qualités du faisceau (en faisant varier γ ou le diamètre D), il est important de confronter tout d'abord les résultats donnés par le programme et les résultats de mesure (voir IV).

F - CONCLUSION

Le programme MORAD sous sa forme actuelle ne peut pas tenir compte de la capture due aux grilles. Pour cela il faudrait que le programme utilise des données à 3 dimensions. Cette extension à 3 dimensions nécessite soit des mesures à la cuve rhéographique, délicates et peu précises, soit l'adaptation d'un programme existant aux U.S.A. (réf. 37), et qui résout l'équation de Laplace à 3 dimensions. On se heurterait alors à un deuxième obstacle, la durée de calcul. Il est peut être possible de le contourner en mémorisant, et en classant les champs électriques calculés par MORAD. Ainsi, au fur et à mesure des calculs de trajectoires, la durée de calcul deviendrait de plus en plus courte. Il ne faut pas se cacher qu'une telle extension du programme nécessiterait beaucoup de travail et ne se justifierait qu'en vue d'une utilisation intensive.

IV - ETUDE EXPERIMENTALE DU FAISCEAU

A - INTRODUCTION

Il n'est pas question de donner dans ce chapitre les caractéristiques définitives de l'accélérateur. Chacun sait qu'il faut plusieurs années d'utilisation avant d'obtenir les valeurs optimales. Il s'agit seulement pour nous de voir si les caractéristiques actuelles sont proches des valeurs calculées à l'aide du programme MORAD et ainsi pouvoir estimer les améliorations possibles de l'accélérateur.

B - PARTICULES ACCELEREES ET RENDEMENT

1 - Particules accélérées

^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^^

Dans le tableau qui suit les intensités de sortie ne sont données qu'à titre indicatif (en courants moyens avec un cycle utile de 25 %), ce sont celles qui ont permis des études sur le faisceau et sur sa conduite jusqu'au cyclotron et non des valeurs optimales.

Z_i/A	Particule	$I_s \text{ } \mu A$
0.142	N^{2+}	1,8
0.125	O^{2+}	1
0.1	Ne^{2+}	0,7
0.1	Ar^{4+}	0,6
0.095	Kr^{8+}	0,16
0.083	Kr^{7+}	0,1

Ce qu'il est important de voir, c'est qu'après très peu de temps de fonctionnement, la valeur de Z_i/A accélérable est descendue de 0,1 (la valeur pour laquelle l'accélérateur avait été calculé) à 0,083. On voit que dès à présent le X_e^{11+} ($A = 129$ ou 132) est accélérable par le linéaire. Il sera certainement possible de descendre au-dessous, $Z_i/A = 0.08$ (pour les X_e^{10+} par exemple), mais sous sa forme actuelle la limite vient de la tension d'injection qui est limitée à ~ 148 KV (voir figure 35).

2 - Rendement de l'accélérateur ~~~~~

Les mesures de rendement ont été faites dans les conditions suivantes :

a) - Les cibles de mesures

La cible de mesure du courant arrivant dans l'accélérateur est située à la 10^e électrode. Ceci permet d'une part, d'éliminer les ions de charge différente de celle à accélérer, d'autre part, d'être sûr de l'intensité qui entre dans l'accélérateur. Il est important de noter que l'acceptance géométrique du montage de mesure est plus grand que l'émittance du faisceau entrant. Par ailleurs, la capture par les grilles est négligeable (il arrive plus de 94 % du faisceau sur cette cible interne).

La cible mesurant le courant issu de l'accélérateur est placée après les aimants de déviation A_1 et A_2 (figure 1), ce qui permet d'éliminer le faisceau à énergie moitié sans perte sensible durant la conduite. Les cibles sont des cages de Faraday polarisables, mais l'expérience a prouvé que la polarisation qui est souvent d'un emploi gênant, pouvait être supprimée. En effet, dans une grande gamme d'intensité, le facteur amplificateur dû à l'émission secondaire d'électrons, est de 1,5 sur la cible mesurant le courant d'entrée et de 4 sur la cible mesurant le courant accéléré. Il suffit donc de tenir compte de ces facteurs dans le calcul du rendement.

b) - Mesure du rendement

La mesure de rendement se fait de la façon suivante : tous les paramètres sont réglés de façon à optimiser le courant sur la cible extérieure, puis la haute fréquence est coupée et la cible interne est introduite (ce qui n'est pas possible en présence de HF).

A la suite de retard sur la réalisation du rassembleur, celui-ci n'a été utilisé qu'avec l'harmonique 1 et sans optimisation de la phase. Les facteurs de gain trouvés dans ces conditions ont été $2,4 < K < 2,7$, ils peuvent certainement être améliorés.

Le rendement le meilleur obtenu actuellement a été $\rho = 17\%$ en Ar^{4+} avec le rassembleur à harmonique 1. Ce rendement ρ confirme le rendement théorique $\eta = 6,5\%$ (voir IIE-6b) donné à l'aide du programme MORAD. Des valeurs plus courantes du rendement ρ sont de l'ordre de $\rho = 12\%$, elles proviennent d'une part d'un mauvais réglage du rassembleur, d'autre part, et surtout d'un diamètre trop grand du faisceau à l'entrée (voir Remarque paragraphe IIE-6b, voir aussi réf. 5).

REMARQUE IMPORTANTE : Si l'on compare le rendement actuel (non optimisé et sans rassembleur à harmonique) avec l'accélérateur de Manchester par exemple, on trouve que le rendement du linéaire d'Orsay est d'un facteur 2 supérieur et ceci alors que sa date de mise en route est récente.

C - MESURE DE L'EMITTANCE DE SORTIE

La méthode employée est classique : une plaque comportant des fentes est placée dans le faisceau. Un doigt de mesure placé en aval recueille l'intensité passant par ces fentes ; la largeur de ces pics et leur position, permettent de définir l'émittance de sortie de l'accélérateur.

1 - Description de l'appareillage

~~~~~

La plaque est en cuivre, elle comporte 7 fentes de 4/10 de largeur et 40 mm de hauteur. L'escamotage de cette "grille" se fait par commande pneumatique. Un réglage fin, motorisé permet (par déplacement d'une butée) de placer la fente centrale sur l'axe du faisceau (figure 55). La mesure se fait (figure 56) sur un fil de tungstène (a) de 2/10 placé à l'intérieur d'une cage de Faraday rectangulaire (b) comportant une polarisation (c). L'ensemble commandé par moteur se déplace à vitesse lente (1,28 mm/s) sur une amplitude de 77 mm (figure 57). L'information donnant la position du fil est donnée à l'aide d'un potentiomètre linéaire. La distance entre "la grille" et le fil de mesure était réglable (300 mm et 600 mm), c'est finalement la distance la plus grande qui a été choisie afin d'augmenter la précision des résultats.

La mesure du courant recueillie sur le fil est envoyée sur un voltmètre Boonton, puis au travers d'un amplificateur sur un enregistreur XY.

L'appareillage mécanique qui vient d'être décrit est doublé de façon à faire rapidement la mesure dans les deux plans (figure 58). Il était placé dans l'aire de mesure (figure 1), mais toutes les commandes, commutations et mesures se faisaient au pupitre.

## 2 - Résultats

~~~~~

Les mesures ont été faites avec un faisceau de N^{2+} sont représentées figure 59. La figure 59a, représente l'enveloppe du faisceau, la figure 59b donne les différents pics à partir desquels seront calculés les figures d'émittances verticales (figure 60) et horizontales (figure 61). Leurs surfaces respectives sont $\epsilon_Y = 95 \pi$ et $\epsilon_X = 83 \pi$ (à 90 % de l'intensité). L'inclinaison de ces courbes par rapport aux axes provient de l'utilisation du triplet T1 (figure 1) afin d'optimiser le faisceau sur la grille du dispositif de mesure.

3 - Discussion des résultats

~~~~~

### a) - Calcul d'erreur

Si l'on veut faire un rapide calcul d'erreur on procède de la façon suivante : si l'on suppose que les surfaces des figures d'émittance sont des ellipses, le théorème d'Apolonius permet d'écrire :

$$\epsilon_X = \pi \cdot \dot{X}_{MAX} \cdot X_{MAX}$$

$$\epsilon_Y = \pi \cdot \dot{Y}_{MAX} \cdot Y_{MAX}$$

On voit alors que si l'on prend :

$$d\dot{X}_M = d\dot{Y}_M = \pm 0.4 \text{ mrad}$$

$$\dot{X}_M = \dot{Y}_M \approx 4 \text{ mrad}$$

$$dX = dY = \pm 2 \text{ mm}$$

$$X_{MAX} = Y_{MAX} \approx 25 \text{ mm}$$

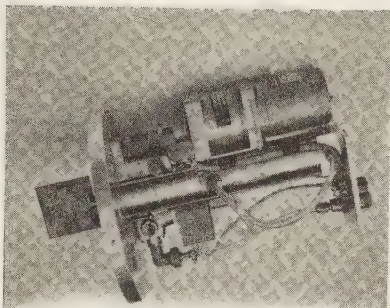


Fig.55

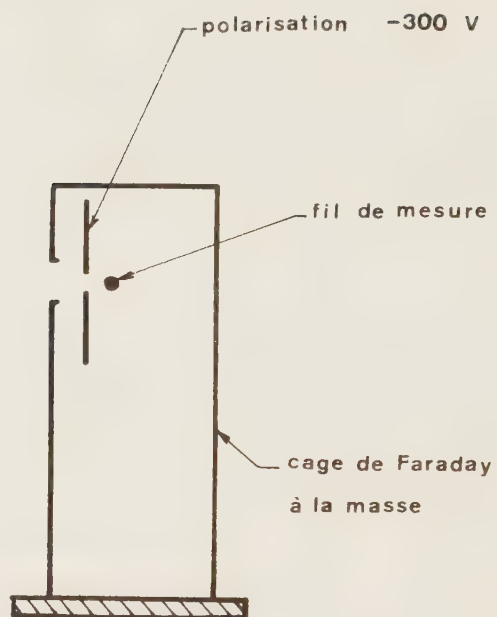


Fig.56

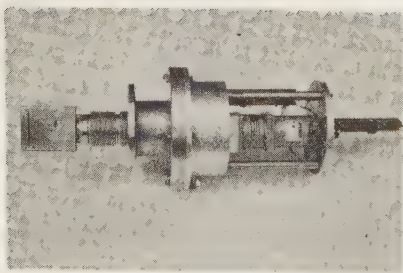


Fig.57

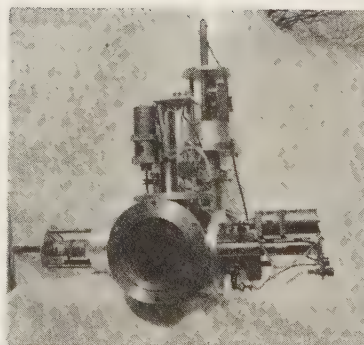


Fig.58

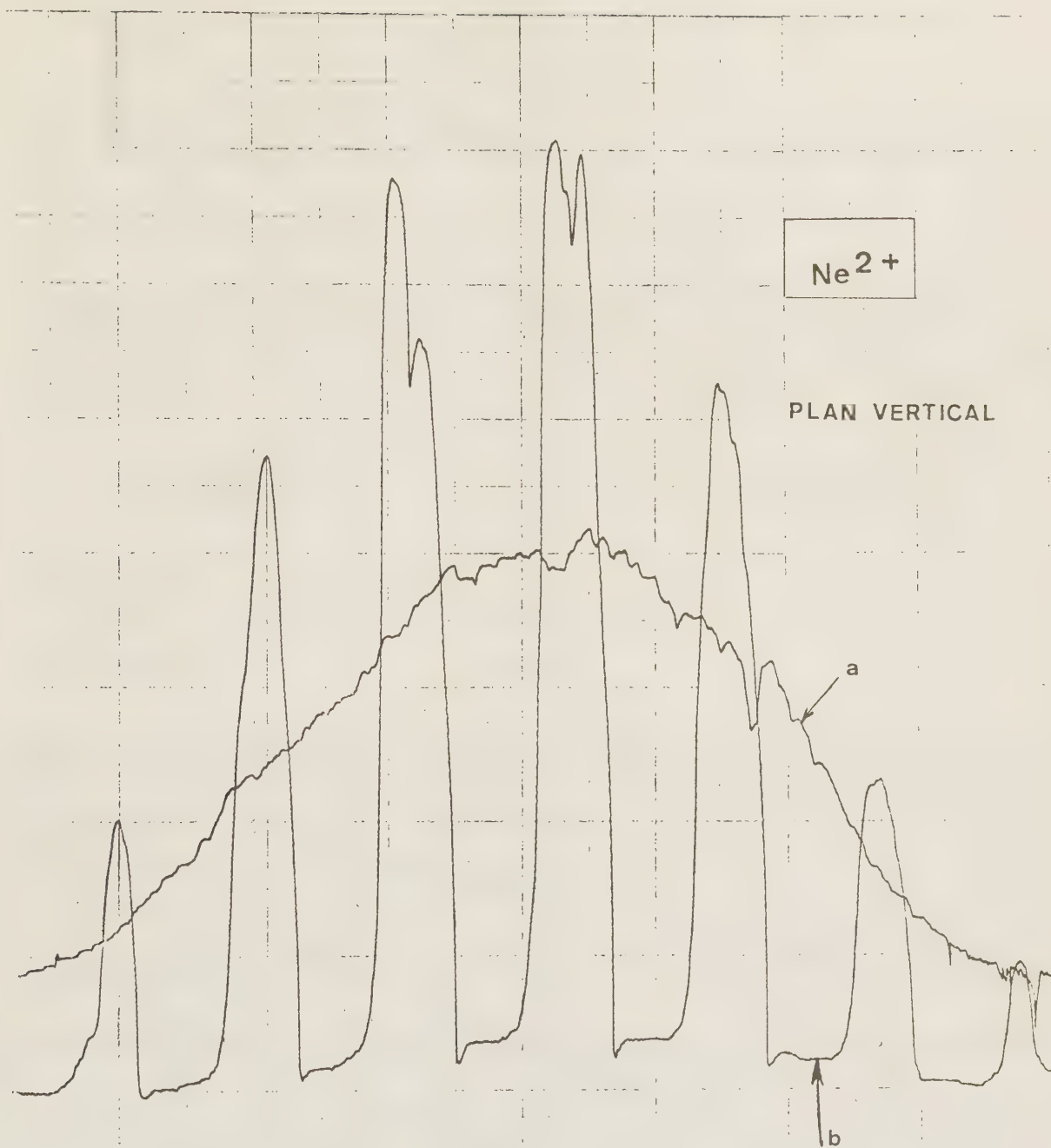


Fig.59

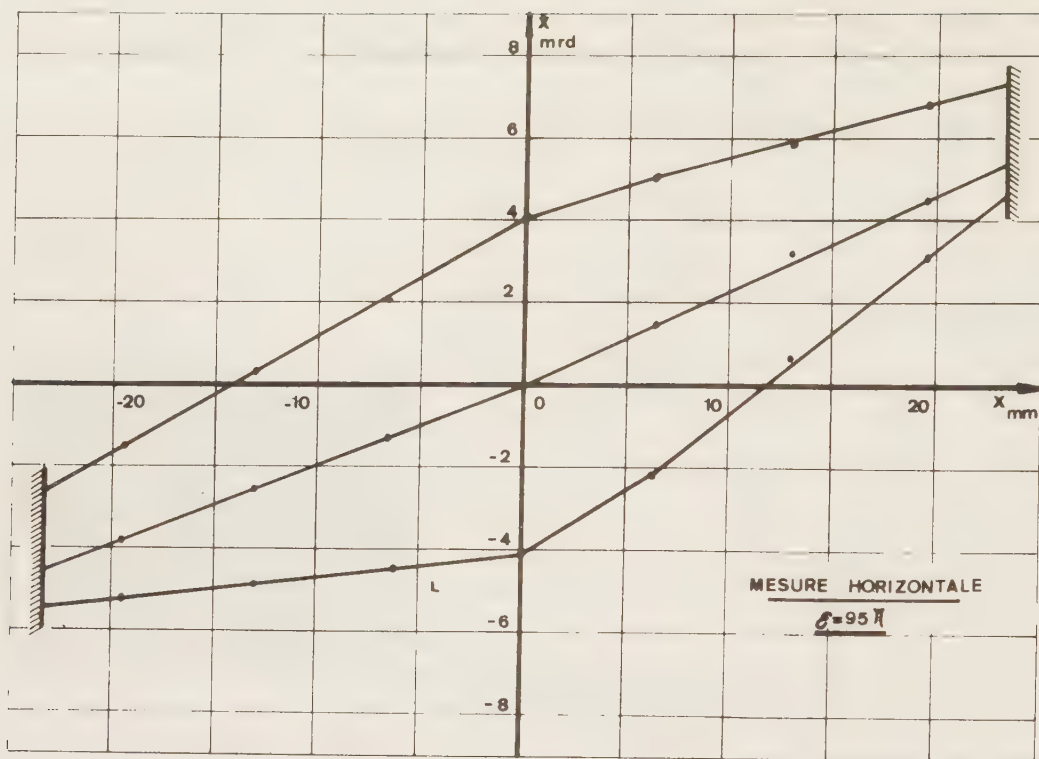


Fig.60

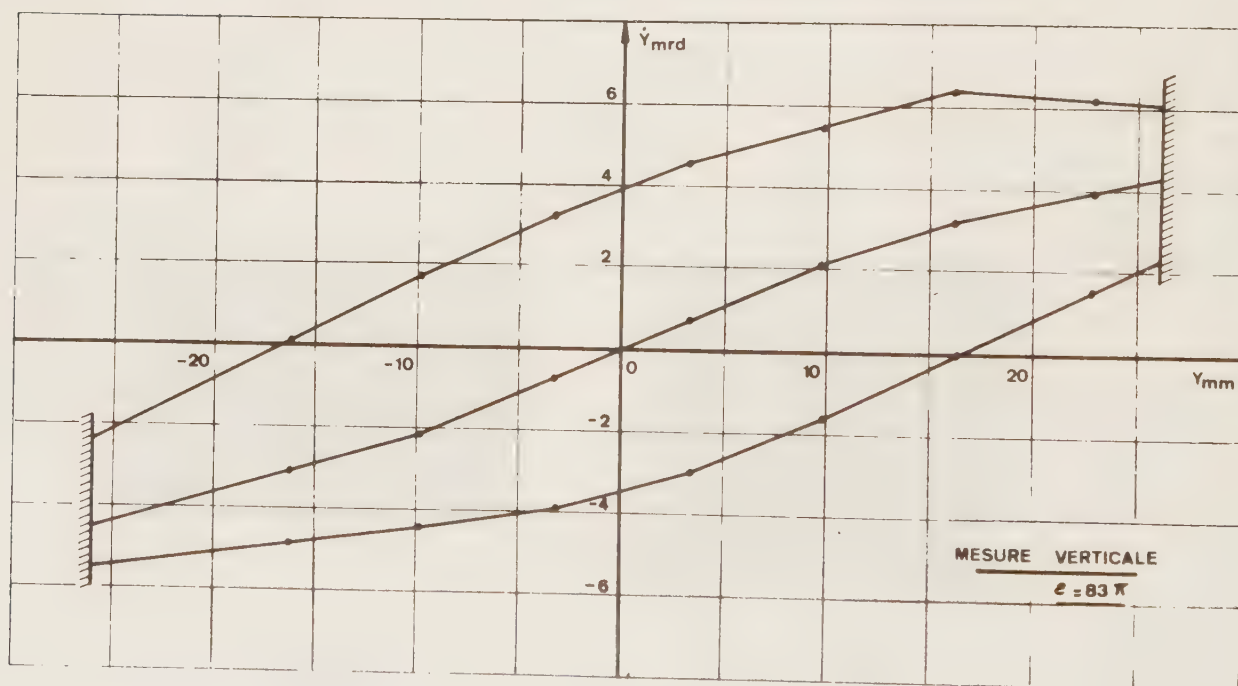


Fig.61

On peut écrire :

$$\frac{d\varepsilon_X}{\varepsilon_X} = \pm \left( \frac{\dot{dX}}{X_{MAX}} + \frac{dX}{X_{MAX}} \right) \approx \pm 18 \%$$

Ce chiffre qui semble important est pourtant de l'ordre de ceux que l'on trouve pour des mesures du même type effectuées dans d'autres laboratoires ( $\pm 20\%$  à Berkeley, réf. 33).

b) - Comparaison avec les résultats du programme MORAD

Nous ne connaissons pas le rayon du faisceau entrant dans l'accélérateur pour le  $\text{Ne}^{2+}$  qui a été utilisé pour cette mesure d'émittance. Néanmoins, nous avons vu (voir III E-3) que pour  $0,6 < \delta < 0,77$  et  $\epsilon_e = 89 \pi$  l'émittance de sortie (dans les 2 plans puisque le calcul les suppose identiques) était  $105 \pi < \epsilon_s < 115 \pi$ . Les résultats de mesures donnant :

$$\epsilon_X = 83 \pi \pm 15 \pi$$

$$\epsilon_Y = 95 \pi + 17 \pi$$

on voit que les résultats sont assez voisins.

c) - Conclusion

Il est néanmoins raisonnable de considérer que le programme MORAD surestime légèrement les résultats d'émission, peut être de 10 %. Une explication serait que les captures latérales dues aux grilles éliminent les particules de forte divergence, ce que ne fait pas le programme MORAD.

## D - MESURE DE LA DEFINITION EN ENERGIE

Pour cette mesure le faisceau utilisé a été un faisceau  $\text{Ar}^{4+}$ . La difficulté de la mesure provient du fait des fortes dimensions du faisceau et de son émittance.

1 - Description de la méthode (figure 62)

Le faisceau est limité en dimension et en émittance à l'aide de 2 fentes rectangulaires  $D_1$  et  $D_2$  de hauteur  $h = 40$  mm et de largeur  $d_1 = 1,6$  mm,  $d_2 = 4,92$  mm, la distance les séparant étant  $\ell = 1482$  mm. Ainsi se trouve limitée en  $D_1$  une image en  $X$  de dimension  $X_M = \pm 0.8$  mm,  $X'_M = \pm 2,2 \cdot 10^{-3}$  rad. Les fentes  $D_1$  et  $D_2$  sont montées sur les systèmes de déplacement des grilles d'émittance (figure 55).

A une distance  $\ell_1$  de  $D_1$  se trouve l'aimant  $A_1$  (figure 1) qui va servir d'aimant d'analyse et dont les caractéristiques sont les suivantes :

- angle de rotation  $\alpha = 45^\circ$
- rayon de courbure  $\rho = 0.985 \text{ m}$

- angle entre la normale à la face d'entrée et la trajectoire  $\beta_1 = 0$
- angle entre la normale à la face de sortie et la trajectoire  $\beta_2 = 26^\circ 8$
- champ moyen pour  $Z_1/A = 0.1$  ,  $\bar{B} = 15\ 600$  gauss

A la distance  $\ell_2$  de la face de sortie se trouve le dispositif de mesure F, qui est l'une des cages de Faraday ayant servi au cours de la mesure d'émission (figure 57).

## 2 - Calcul du dispositif et optimisation

Les travaux faits par ailleurs sur la conduite du faisceau (réf. 30) ayant montré que le calcul matriciel rendait parfaitement compte de l'aimant  $A_1$ , le transfert entre  $D_2$  et F s'écrit : (réf. 34)

$$\begin{bmatrix} X \\ \dot{X} \\ \frac{dp}{p} \end{bmatrix}_F = \begin{bmatrix} 1 & \ell_2 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \ell_1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_M \\ \dot{X}_M \\ \frac{dp_M}{p} \end{bmatrix}_{D_2}$$

avec :

$$\begin{aligned} m_{11} &= \cos \alpha & m_{21} &= -\frac{1}{\rho}(\sin \alpha - \cos \alpha \operatorname{tg} \beta_2) \\ m_{12} &= \rho \sin \alpha & m_{22} &= \cos \alpha + \sin \alpha \operatorname{tg} \beta_2 \\ m_{13} &= \rho(1 - \cos \alpha) & m_{23} &= \sin \alpha + (1 - \cos \alpha) \operatorname{tg} \beta_2 \end{aligned}$$

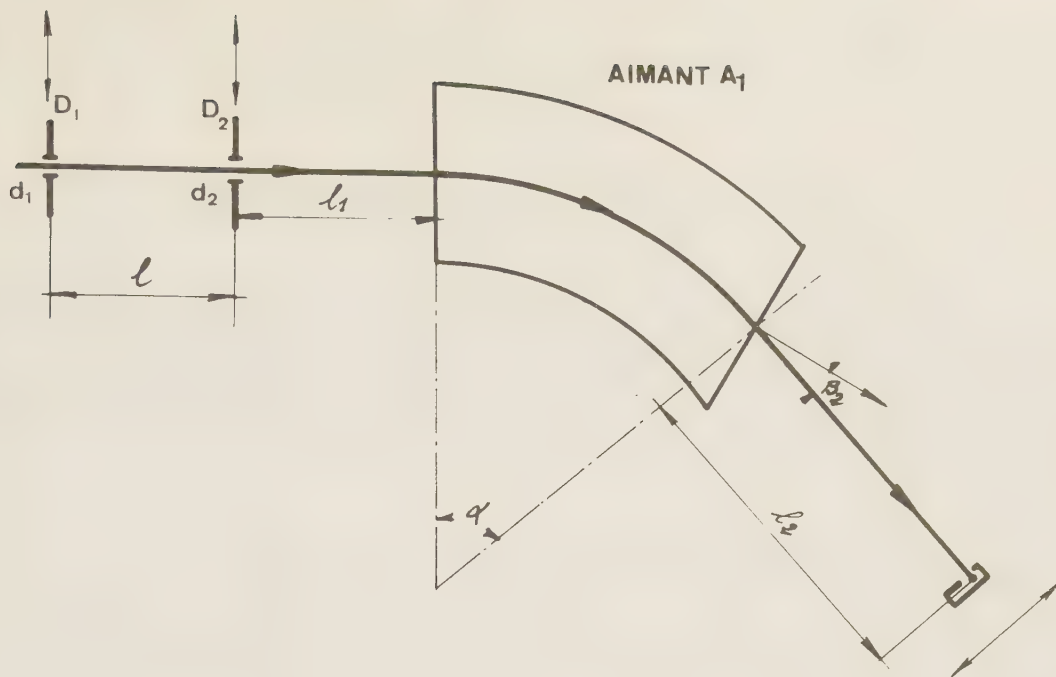
On obtient ainsi l'expression de X :

$$X = A X_M + B \dot{X}_M + C \frac{dp_M}{p}$$

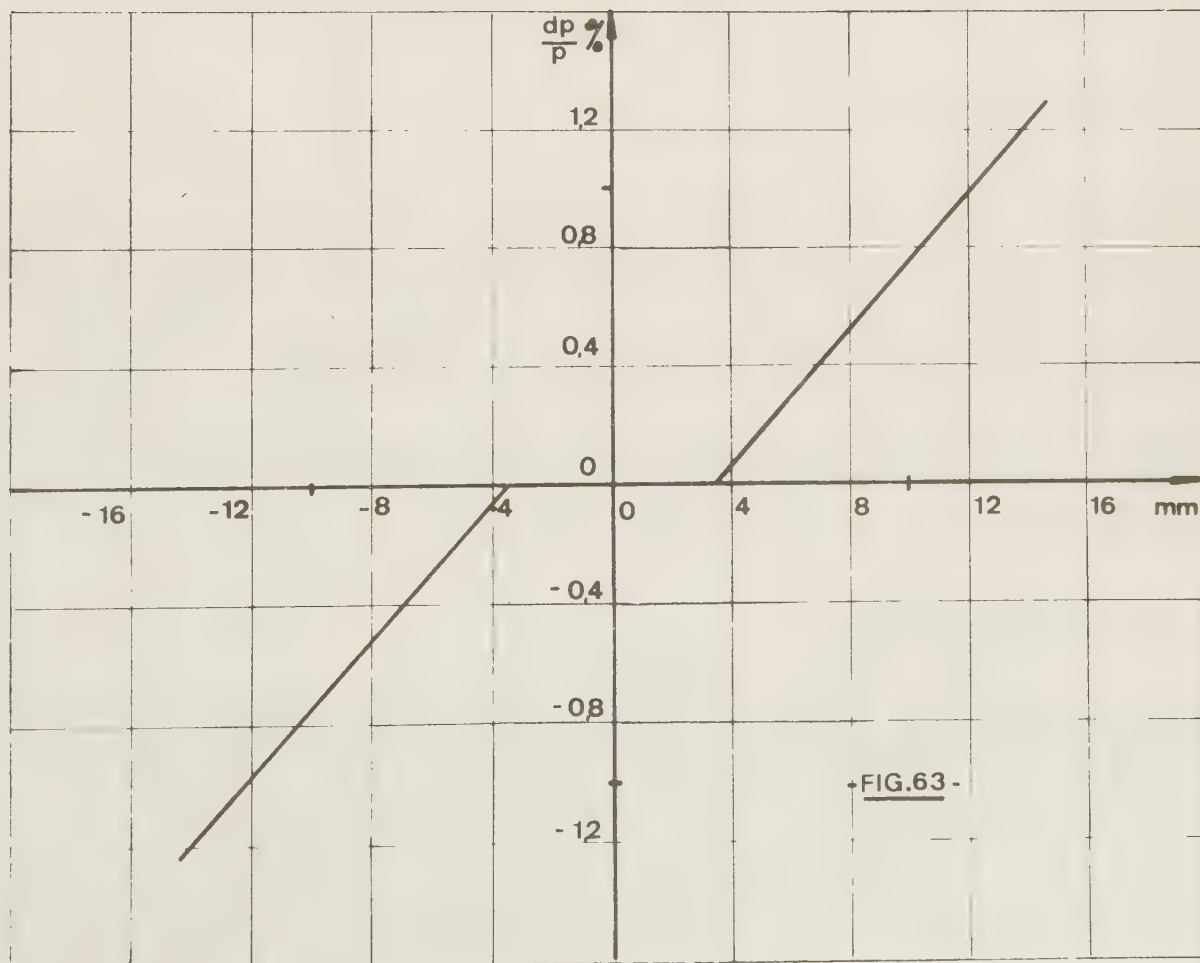
avec :

$$\begin{aligned} A &= \cos \alpha - \frac{\ell_2}{\rho}(\sin \alpha - \cos \alpha \operatorname{tg} \beta_2) \\ B &= \ell_1 \left[ \cos \alpha - \frac{\ell_2}{\rho}(\sin \alpha - \cos \alpha \operatorname{tg} \beta_2) \right] + \rho \sin \alpha + \ell_2(\cos \alpha + \sin \alpha \operatorname{tg} \beta_2) \\ C &= \rho(1 - \cos \alpha) + \ell_2(\sin \alpha + 1 - \cos \alpha \operatorname{tg} \beta_2) \end{aligned}$$

Il s'agit dans cette expression de X, de trouver les valeurs optimales de  $\ell_1$  et  $\ell_2$  de telle sorte que les coefficients A et B de  $X_M$  et  $\dot{X}_M$  soient les plus petits possible par rapport au terme C de  $\frac{dp_M}{p}$ .



- FIG. 62 -



• FIG. 63 -

Cette optimisation a été faite à l'aide du programme OPTICS (réf. 35). Il a donné  $\ell_1 = 415$  mm et  $\ell_2 = 700$  mm. Avec ces valeurs il est alors possible de calculer la largeur  $X$  (pied à pied) en fonction de  $\frac{dp}{p}$  (figure 63).

### 3 - Réglage du dispositif expérimental et mesure ~~~~~

Il est important que les diaphragmes  $D_1$  et  $D_2$  soient dans l'axe du faisceau. Pour cela, il sont réglés séparément (à l'aide du réglage fin), de façon à ce que l'on obtienne un maximum d'intensité sur la cage de Faraday  $F$ , placée dans sa position médiane. Les deux diaphragmes étant ensuite en position, on vérifie que tout mouvement de l'un d'eux, diminue le courant sur  $F$ . L'enregistrement est alors effectué plusieurs fois pour plusieurs valeurs du triplet  $T_1$ ; les résultats sont identiques.

### 4 - Résultat et comparaison avec le calcul ~~~~~

L'un de ces enregistrements est montré figure 64. On voit que la largeur (pied à pied) est  $X = \pm 8,85$  mm. Si l'on se reporte alors à la figure 63, on voit que l'on a  $\frac{dp_M}{p} = \pm 0,6$  %, c'est-à-dire une dispersion en énergie maximum de  $\frac{dE_M}{E} = \pm 1,2$  %. Ce résultat est en très bonne concordance, d'une part, avec le calcul approché (voir IIB-4d) qui donnait exactement la même valeur, d'autre part, avec le programme MORAD (voir IIIE-4) qui donnait  $\frac{dE_M}{E} = \pm 1,26$  %. Nous donnerons comme valeur "officielle" :

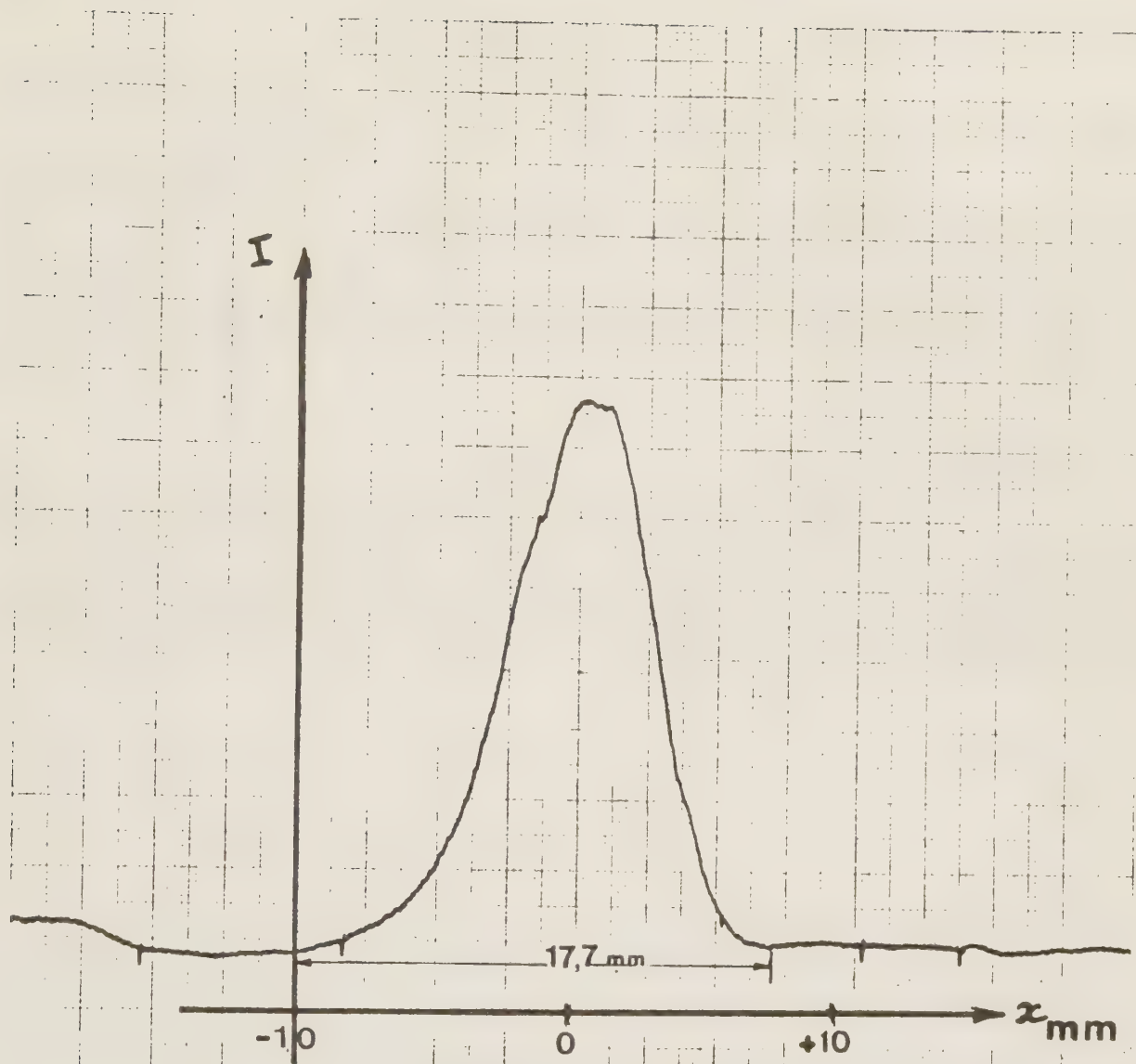
$$\frac{dE_M}{E} = \pm(1,23 \pm 0,03)\%$$

REMARQUE\_I : La différence de forme entre les pics de la figure 50 et la figure 64, provient du fait que dans le cas du calcul, l'intensité est fournie par l'ensemble du faisceau (dans 1 plan), alors que dans le cas de la mesure, le faisceau est limité en émittance dans le plan de mesure  $X$ . Le spectre est conservé car dans le plan  $Y$  de même émittance, la hauteur des diaphragmes  $h = 40$  mm laisse passer la totalité du faisceau.

REMARQUE\_II : Si l'on veut se conformer à la tradition, et bien que cela n'ait que peu de valeur (voir le spectre calculé de la figure 50), pour des faisceaux de forte émittance, on peut définir sur la figure 64, une dispersion en énergie à mi-hauteur qui serait  $\frac{dE}{E} = \pm 0,52$  %.

### E - DISPERSION EN PHASE

La mesure de la dispersion en phase à la sortie de l'accélérateur n'a pas encore été faite. Comparée à l'effet de dégroupement se produisant durant la conduite du faisceau (de la sortie de l'accélérateur à la région centrale du cyclotron) cette dispersion est réglable. En effet, pour les 2 vitesses extrêmes données par la dispersion en énergie (voir IIIE-4),  $v_1 = 1.5147 \cdot 10^7$  m/s et  $v_2 = 1.4957 \cdot 10^7$  m/s, la différence de temps de parcours  $\Delta t$  pour une longueur de 30 m est  $\Delta t = 20$  ns soit  $176^\circ$  de la période du linéaire, ce qui est considérable devant la dispersion de phase donnée par l'accélérateur  $14,1^\circ$  soit  $1,6$  ns (voir IIIE-5). Néanmoins la réalisation d'un appareillage permettant cette mesure est actuellement en cours (réf. 36). Il



**Fig. 64**

nécessite, outre des faisceaux à mesurer assez intenses (voir REMARQUE), la réalisation d'une cible de mesure présentant une capacité très faible et l'utilisation d'un amplificateur à très large bande ( $> 200$  MHz).

L'emploi d'un tel appareillage permettrait :

a) - De mesurer la dispersion de phase à la sortie de l'accélérateur et de contrôler les calculs du programme MORAD.

b) - En effectuant une seconde mesure à une distance connue de la première, de vérifier la mesure de la dispersion en énergie et de voir facilement l'influence de certains paramètres sur cette dispersion.

c) - En utilisant à la suite du dispositif une méthode d'échantillonnage, de reconstituer l'impulsion microscopique haute fréquence "réellement vue" par les particules, en vue de l'optimiser.

REMARQUE : Pour des faisceaux de faible intensité, seule une méthode de l'échantillonnage est possible. Un dispositif astucieux (réf. 10) permet d'utiliser comme système amplificateur, les électrons secondaires émis par une cible.

#### F - CONCLUSION

Nous venons de voir que pour l'ensemble des mesures préliminaires faites sur le faisceau issu de l'accélérateur, il y a une bonne concordance avec les résultats du programme MORAD. Ainsi se trouve validé le fait que l'étude dans 2 plans perpendiculaires, rend bien compte de l'ensemble des phénomènes se produisant dans l'accélérateur. Le programme peut donc être utilisé pour l'étude de l'amélioration des caractéristiques de l'accélérateur, rendement et surtout émittance de sortie.

## V - PREMIERES ETUDES SUR L'OPTIMISATION DU SYSTEME DE FOCALISATION

### A - INTRODUCTION

Nous avons vu (voir IIIE) que les paramètres influents sur le rendement global de l'accélérateur sont, d'une part, les conditions d'entrée, c'est-à-dire  $\epsilon_e$  et  $\delta$ , d'autre part, l'écartement des brins de la grille, c'est-à-dire  $\gamma$ . En ce qui concerne l'émittance de sortie  $\epsilon_s$ , elle est influencée par la géométrie du système de focalisation (diamètres internes  $D$  des électrodes et  $\gamma$ ).

Dans ce qui suit, nous allons tout d'abord esquisser, à l'aide d'un modèle théorique de 20 électrodes réalisée pour le programme MORAD, une étude de  $\gamma$  en fonction de  $\epsilon_e$ ,  $\delta$  et  $\epsilon_s$ , sans pourtant penser épuiser le sujet, car l'éventail des possibilités est largement ouvert (voir par exemple Annexe II).

Ensuite, nous donnerons des indications d'études encore à faire pour améliorer les caractéristiques de l'accélérateur. Ces études sont nécessairement différentes des précédentes puisqu'elles doivent tenir compte de l'accélérateur, tel qu'il est, et conduire à une amélioration rapide des caractéristiques.

### B - MODELE THEORIQUE DE 20 ELECTRODES : ETUDE DE L'INFLUENCE DE $\gamma$

#### 1 - Description du modèle théorique

La fixation à 20 du nombre des électrodes est due uniquement à des considérations sur la durée du calcul, mais ce nombre correspond à plus d'une période et demie de l'oscillation de phase, ce qui est suffisant pour apprécier les phénomènes. Pour des facilités de calcul le modèle présente les particularités suivantes ; d'une part, le rapport  $g/a = 2.127$  est le même pour les 20 intervalles accélérateurs, c'est-à-dire, que  $g_n/L_n$  est variable ; d'autre part, la tension accélératrice est égale à 100 KV sur chaque intervalle accélérateur (si l'on veut une comparaison, on peut dire que cette maquette répète 20 fois le troisième intervalle accélérateur du linéaire).

Les électrodes sont calculées à l'aide du programme LONG REPET. Les autres caractéristiques sont les suivantes :

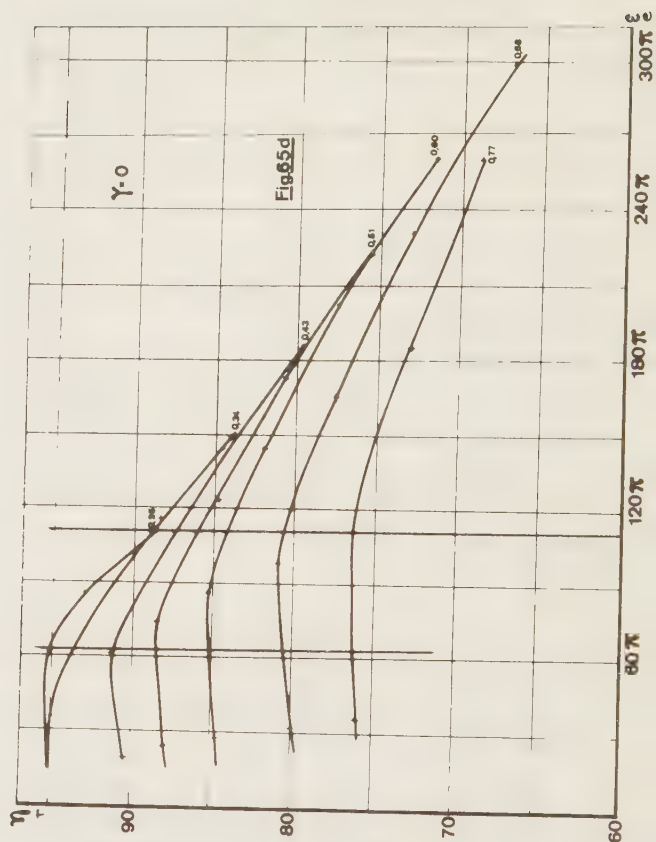
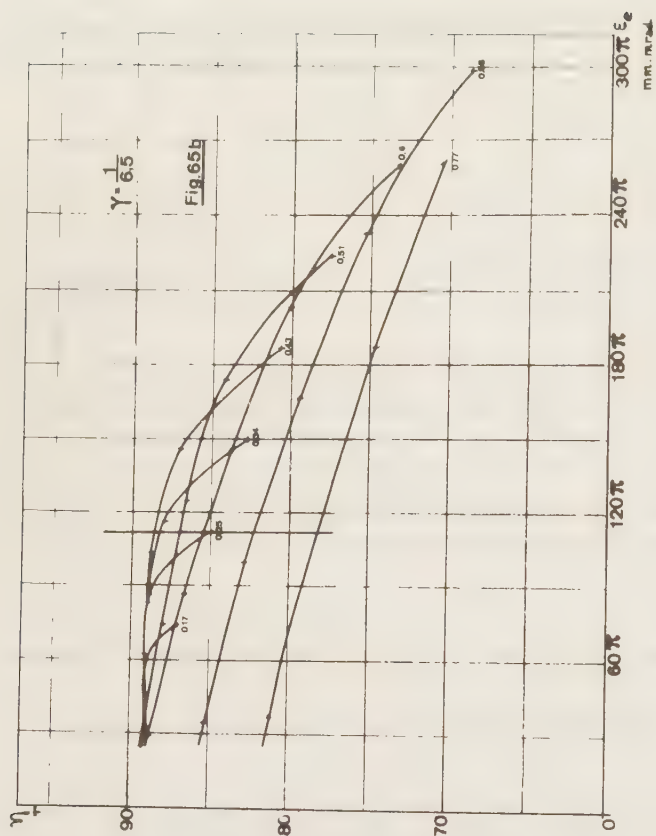
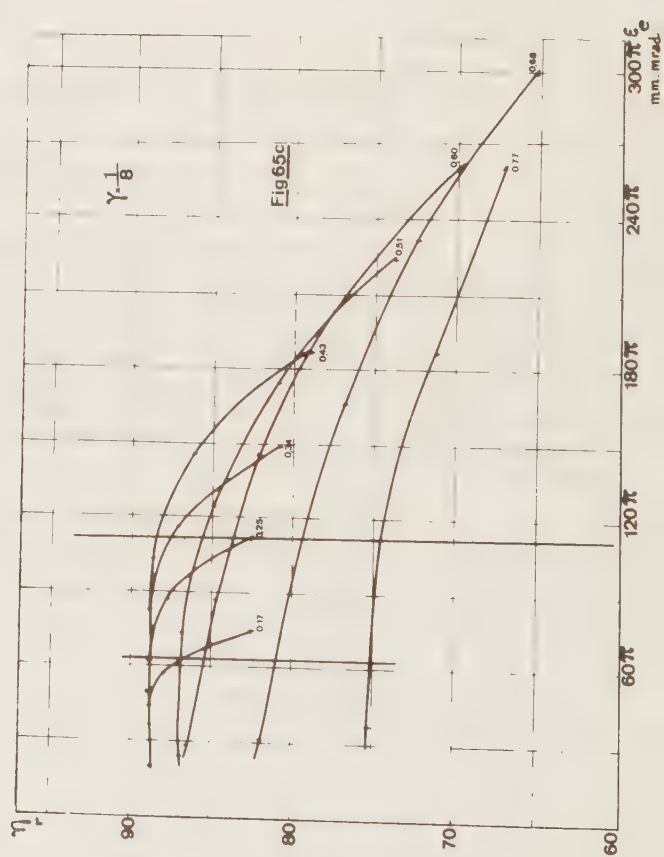
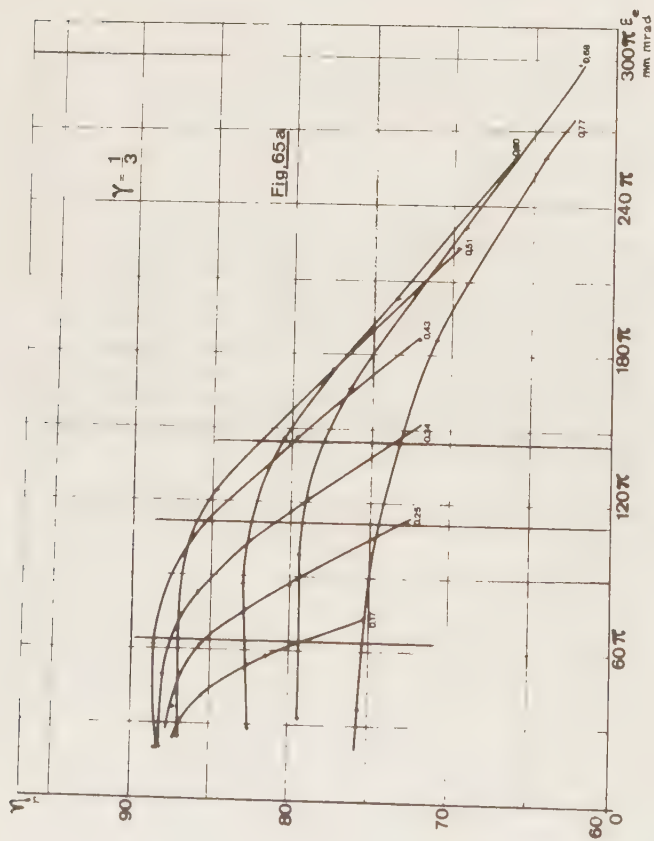
$$0.14 \leq g_n/L_n \leq 0.37$$

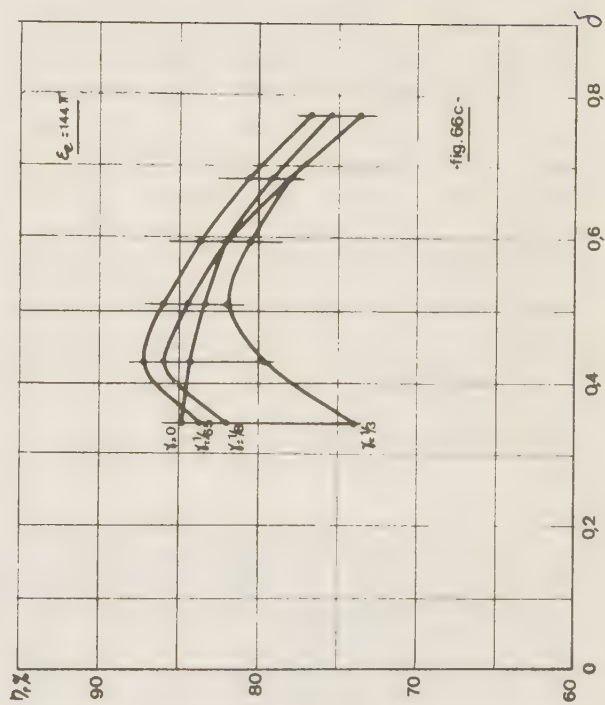
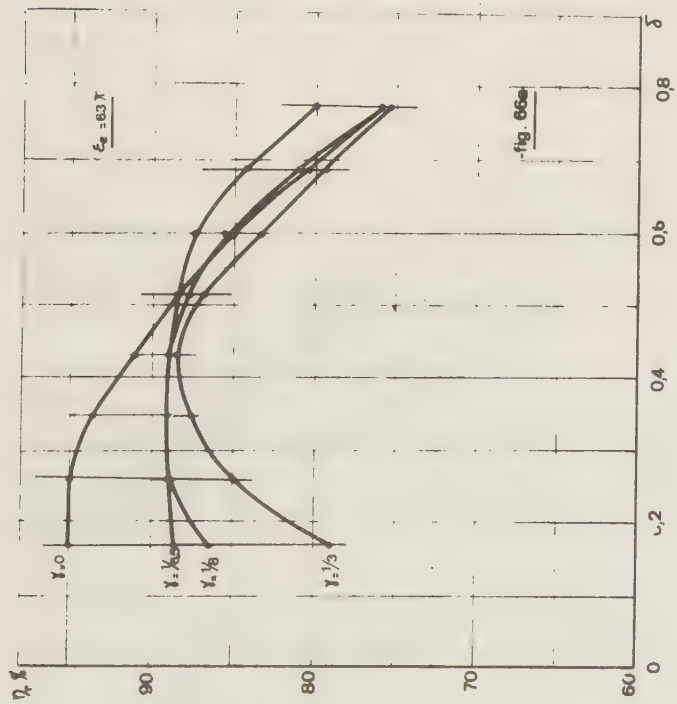
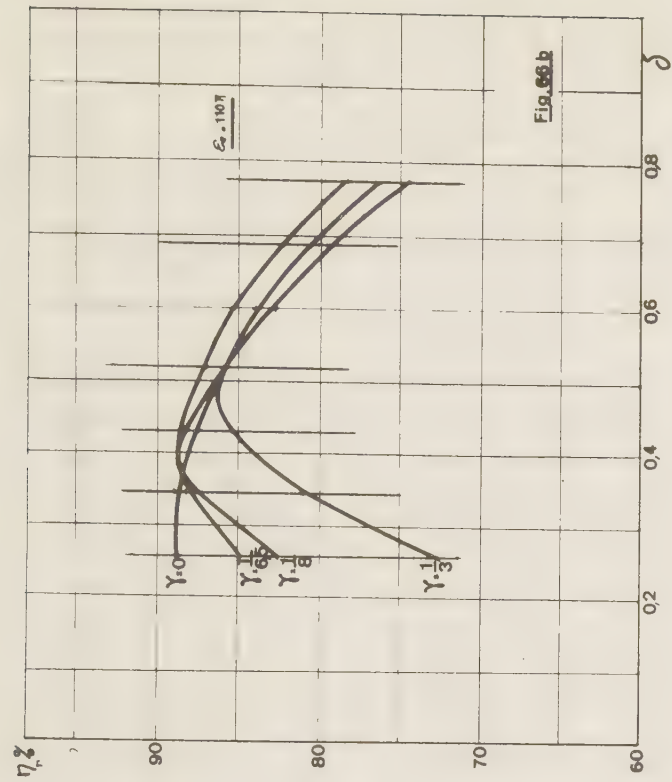
$$Z_i/A = 0.1$$

$$f = 25 \text{ MHz}$$

$$\phi_s = -20^\circ$$

$$a = 9 \text{ mm}$$





$$V_0 = 240 \text{ KV} \quad (v_0 = 2.45 \cdot 10^6 \text{ m/s})$$

$$\text{La vitesse finale } v_f = 2,6 v_0$$

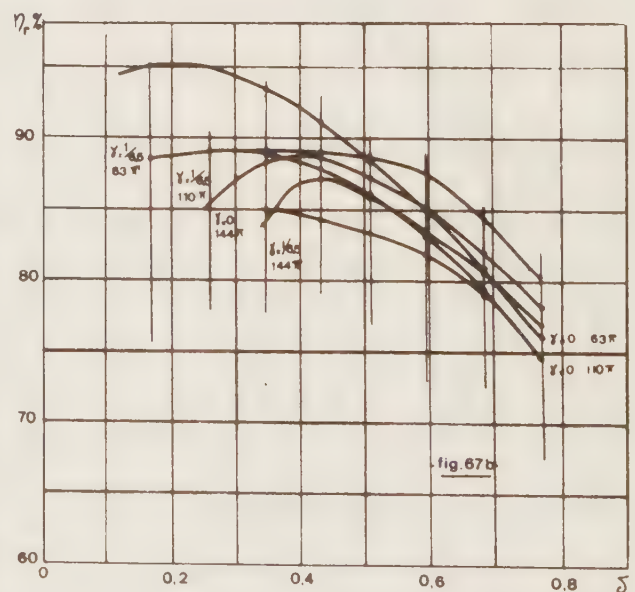
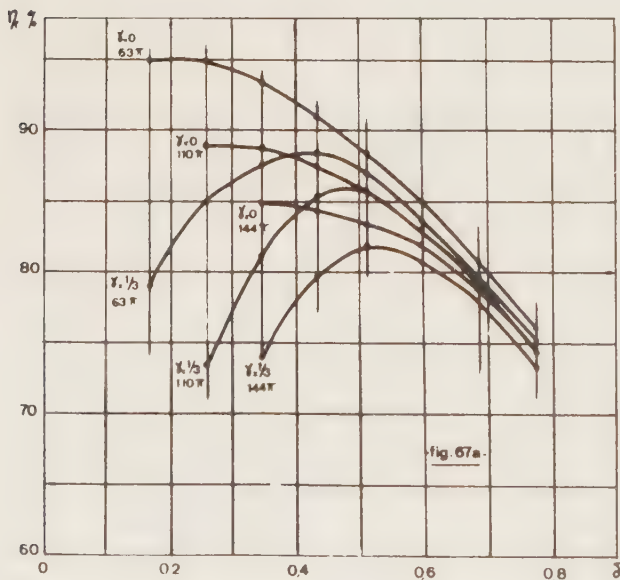
Quatre séries de mesures de potentiels ont été faites à la cuve rhéographique (voir IIIB) avec différents écartements des brins (figure 16) :

$$\gamma = \frac{c}{D} = 1/3, \quad \gamma = 1/6.5, \quad \gamma = 1/8, \quad \gamma = 0 \text{ (brin unique)}.$$

## 2 - Influence des paramètres d'entrée sur le choix de la grille

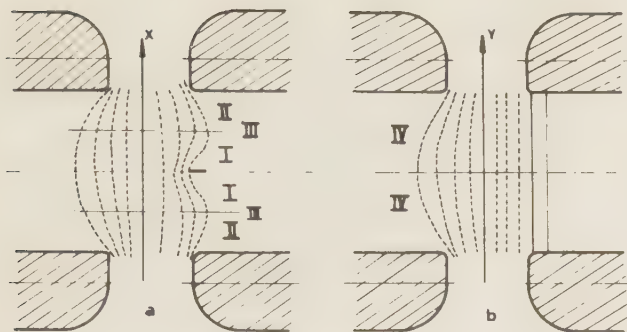
### a) - Résultats obtenus

Si l'on trace les courbes de rendement radial  $\eta_r$  en fonction de l'émittance d'entrée  $\epsilon_e$  avec comme paramètre le rayon du faisceau entrant dans l'accélérateur, ou plutôt  $\delta = r/a$ , on obtient pour les  $\gamma$  choisis, les figures 65a, 65b, 65c et 65d. Elles mettent en évidence le fait que (quel que soit  $\gamma$ ) il y a un rayon optimum pour une émittance d'entrée donnée. Si l'on fait des coupes pour des émittances d'entrée, données  $\epsilon_e = 63 \pi$ ,  $\epsilon_e = 110 \pi$ ,  $\epsilon_e = 144 \pi$ , par exemple, avec  $\delta$  en abscisse (figures 66a, 66b et 66c), on illustre le même fait mais de plus, on obtient un jugement de qualité sur les différents  $\gamma$  (à  $\epsilon_e$  donné). On voit alors clairement qu'à la condition de se limiter à des rayons d'entrée faibles ( $\delta \leq 0,34$ ), le brin unique ( $\gamma = 0$ ) donne le rendement radial  $\eta_r$  le plus grand pour  $\epsilon_e \leq 110 \pi$ , le cas le plus défavorable étant celui où  $\gamma = 1/3$  (figure 67a) quel que soit  $\epsilon_e$ . Pour les valeurs de  $\delta > 0.34$ , les rendements deviennent comparables, mais avec toutefois un léger avantage à la grille évitant une trop grande défocalisation au bord. Suivant les valeurs de  $\epsilon_e$  il faut alors prendre, ou bien  $\gamma = 1/6.5$  ou  $\gamma = 0$  (figure 67b)

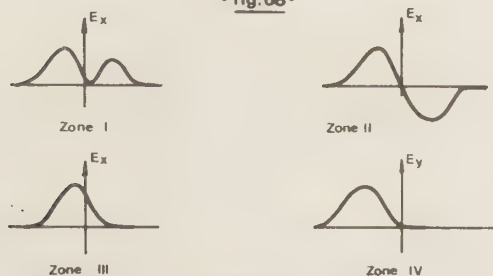


## b) - Explication des résultats

Si l'on se reporte à la figure 52, on voit que la zone II grandit quand  $\gamma$  diminue, mais son rôle défocalisant est d'autant moins important que  $\epsilon_e$  est petit. C'est



- fig. 68 -



- fig. 69 -

une explication du même type que l'on retrouve dans le cas où  $\gamma = 0$ . En effet si l'on trace pour  $\gamma = 0$ , les coupes X et Y d'un intervalle accélérateur, on trouve les équipotentielles données par la figure 68, les champs électriques électrostatiques étant donnés par la figure 69. Le plan Y est toujours focalisant (zone IV). Dans le plan X seules les zones I et III sont focalisantes ; on voit que pour les  $\delta$  petits (et dans une certaine mesure pour des  $\epsilon_e$  faibles), seules les zones focalisantes interviennent et le rendement radial est meilleur.

**REMARQUE\_I :** Nous montrerons (Annexe II) qu'il est certainement possible d'éliminer l'effet néfaste de la zone II, défocalisante.

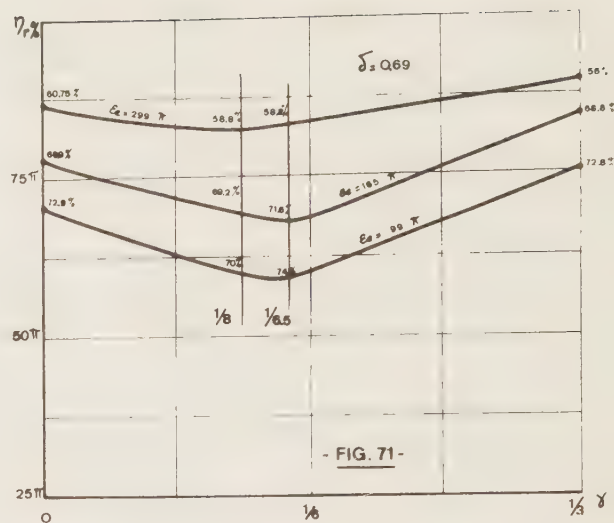
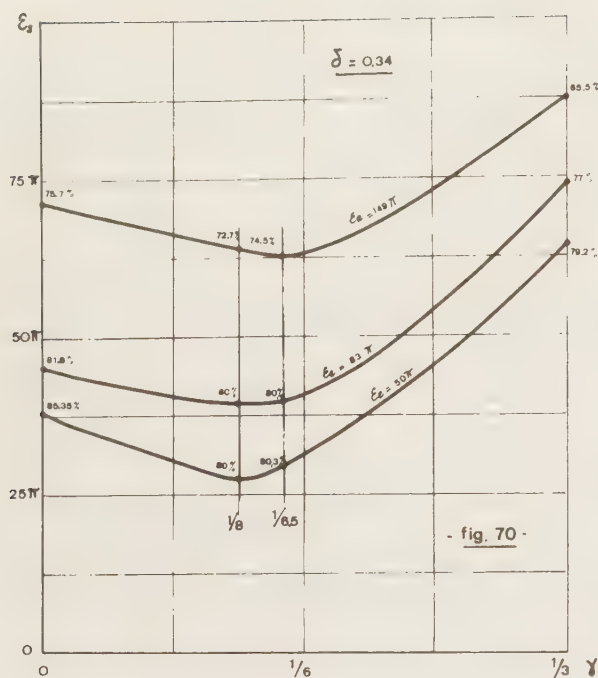
**REMARQUE\_II :** Il est important de noter que l'emploi du brin unique ( $\gamma = 0$ ) permet une augmentation de la phase de synchronisme parce que le temps de transit sur l'axe est plus faible. Ceci se traduit par un élargissement du diagramme d'acceptance de phase de 12 % ( $95^\circ$  au lieu de  $85^\circ$ ), c'est-à-dire que les courbes représentant le brin unique sur les figures 66a, 66b et 66c doivent être augmentées de la même quantité si l'on considère l'intensité du faisceau sans rassembleur.

**REMARQUE\_III :** Si l'on revient pour un instant à la grille de Berkeley (figure 6), on peut dire qu'elle possède un  $\gamma$  équivalent d'environ 1/5, c'est-à-dire pouvant convenir à des faisceaux de grands diamètres et d'émittance d'entrée importante. Aussi, le seul reproche (et il est important !) que l'on puisse faire à cette grille est son interception trop importante, c'est-à-dire, son rendement de transparence trop faible.

### 3 - Influence de l'émittance de sortie sur le choix de la grille

#### a) - Résultats

Il n'est évidemment pas possible de tracer l'ensemble des courbes  $\epsilon_s = f(\gamma)$  avec  $\gamma$  et  $\epsilon_e$  comme paramètres, aussi avons-nous choisi 2



valeurs de  $\delta$ ,  $\delta = 0.34$  et  $\delta = 0.69$  et des valeurs de  $\epsilon_e$  couvrant respectivement les gammes  $50 \pi \leq \epsilon_e \leq 149 \pi$  et  $99 \pi < \epsilon_e < 299 \pi$ . Nous obtenons ainsi les courbes a, b, c des figures 70 et 71 (où, pour chaque point est porté de plus, le rendement radial défini à 90 % puisqu'il s'agit  $\epsilon_s$ ).

## b) - Conclusions

L'examen de ces courbes permet de dégager les conclusions importantes suivantes :

$\alpha$ ) Dans la zone explorée, l'ensemble des grilles est focalisant.

β) Si l'on se place uniquement du point de vue de l'émittance de sortie minimum, on voit que celle-ci est fournie pour  $\gamma = 1/6.5$  ou  $\gamma = 1/8$  et que pour ces valeurs on obtient  $1.8 \leq \frac{\epsilon_e}{\epsilon_s} \leq 3.6$  dans la zone étudiée. Rappelons que l'accroissement de vitesse est de 2,6 et que c'est l'écart par rapport à ce nombre qui nous sert de critère de valeur. Dans tous les cas, la valeur  $\gamma = 1/3$  est défavorable ( $0.77 \leq \frac{\epsilon_e}{\epsilon_s} \leq 3.2$ ). Le brin unique occupe une position intermédiaire ( $1.4 \leq \frac{\epsilon_e}{\epsilon_s} \leq 3.3$ ).

γ) Si l'on introduit maintenant dans le jugement précédent l'influence du rendement radial, il est possible de définir un facteur de qualité

$$f = \frac{(B_Y)_e}{(B_Y)_s} \cdot \frac{\epsilon_e}{\epsilon_s} \cdot \eta_r = \frac{(B_Y)_e}{(B_Y)_s} \frac{\epsilon_e}{\epsilon_s} \frac{i_s}{i_e} = \frac{de}{ds} \quad \text{rapport des densités dont le maximum}$$

est 1. On voit alors que le choix entre  $\gamma = 0$ ,  $1/8$ ,  $1/6.5$  sera le fruit d'un compromis entre le rendement radial et l'émission de sortie. La figure 72 montre que suivant la valeur maximum acceptée pour  $\epsilon_s$  le choix se portera sur l'une ou l'autre des valeurs de  $\gamma$ .

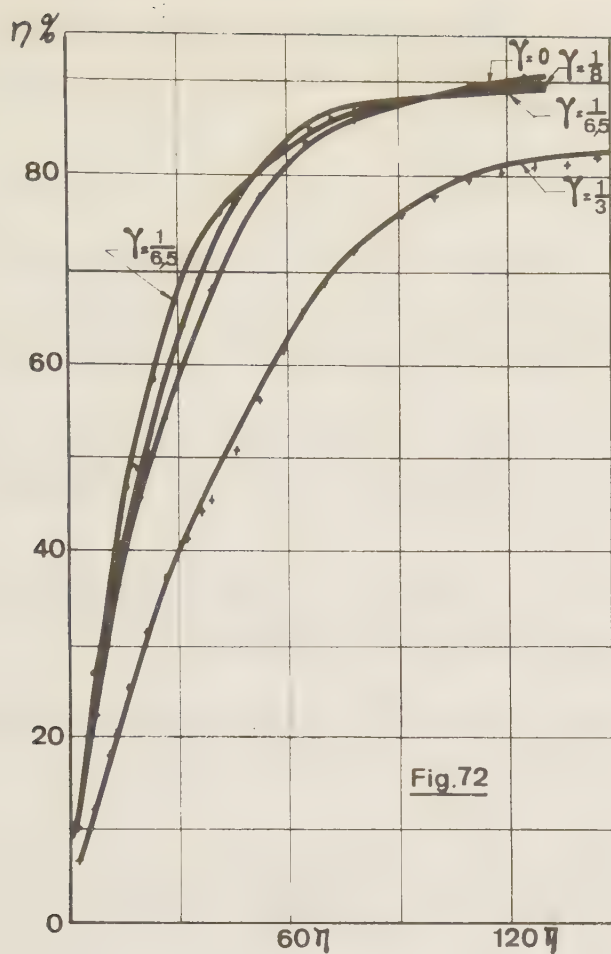


Fig.72

$$\varepsilon_e = 160\pi \quad \delta = 0.6 \quad \gamma = 1/8$$

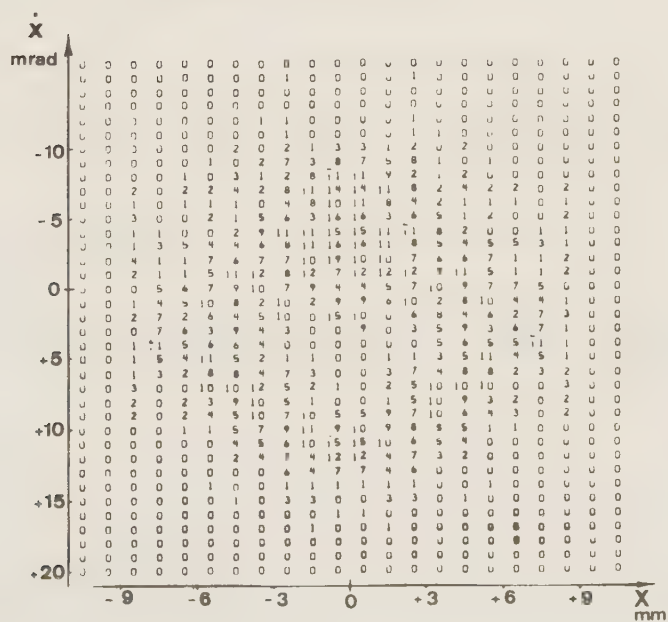


Fig.73

8) A titre de curiosité, la fig. 73 donne la figure d'émittance de sortie donnée directement par ordinateur pour  $\delta = 0,6$ ,  $\epsilon_e = 260 \pi$ ,  $\gamma = 1/8$ . Cette figure présente un creux central. Ce phénomène nécessiterait une étude particulière.

#### 4 - Conclusions

L'étude précédente permet de tirer les conclusions suivantes :

a) - Au point de vue du rendement radial, les faisceaux d'entrée doivent avoir un diamètre faible pour permettre des rendements importants d'accélération. Suivant les émittances d'entrée, le choix se portera sur  $\gamma = 0$  ou  $\gamma = 1/6.5$ .

b) - Pour avoir l'émittance de sortie la plus faible possible, le choix se place entre  $\gamma = 1/8$  et  $\gamma = 1/6.5$ , mais en réalité on fera un compromis qui tiendra compte du rendement radial le plus important pour une émittance de sortie donnée, et de la modification du rendement de transparence du fait du brin unique.

c) - La grille  $\gamma = 1/3$ , est à proscrire. Cependant cette grille est en général focalisante, ce qui fait la preuve que la mauvaise émittance de sortie du linéaire vient de sa géométrie (grossissement des diamètres).

#### C - PROPOSITION D'ETUDES POUR L'AMELIORATION DE LA STRUCTURE FOCALISANTE DE L'ACCELERATEUR

L'accélérateur linéaire tel qu'il est, présente des conditions différentes de celles de l'étude précédente. D'une part, les valeurs  $g_n/a_n$  sont variables le long de l'accélérateur et d'autre part, les diamètres internes des électrodes grossissent le long de l'accélérateur (figure 33) entraînant une détérioration de l'émittance (voir IIIE-7), quand on emploie la grille  $\gamma = 1/3$  qui, par ailleurs, donne des rendements radiaux médiocres. Il s'agit donc maintenant de faire des propositions qui améliorent surtout l'émittance de sortie  $\epsilon_s$ , mais aussi dans une plus faible mesure, le rendement  $\eta$ .

##### 1 - Cas où l'on ne modifie pas le diamètre interne des électrodes

Quel que soit la valeur de  $\gamma$  que l'on choisira, il s'agit de n'employer que les zones "utiles" de la grille, c'est-à-dire, excluant les zones II des figures 52 et 68.

##### a) - Diamètre du faisceau entrant dans l'accélérateur

Celui-ci doit être diminué, les 3 premières électrodes ont un rayon interne  $a = 9$  mm, et l'on a vu que, quel que soit la grille utilisée il faut  $\delta \leq 0.34$  soit  $r_{\max} \leq 3,1$  mm, c'est-à-dire, réduire d'un facteur 3 ou 4 le diamètre actuel.

REMARQUE IMPORTANTE : Cette condition, si elle ne peut être entièrement atteinte, peut être complétée en employant une grille



(figure 74), qui est focalisante dans les 2 plans des grilles (voir fig. 68b). Dans les autres plans la défocalisation est réduite (fig. 68a). Cette grille est peu transparente mais, utilisée sur 3 électrodes seulement, la perte d'intensité est négligeable.

**Fig.74**

b) - Réduction artificielle du diamètre de l'électrode

On peut réduire artificiellement le diamètre de l'électrode en faisant grandir la zone II (à condition que le faisceau soit toujours de diamètre tel qu'il n'atteigne pas cette zone). Pour cela, il suffit par exemple, de garder la distance entre les brins constants, c'est-à-dire de faire décroître  $\gamma$  de 1/6.5 à 1/8 quand le rayon passe de  $a = 11.5$  mm à 15 mm, puis d'utiliser le brin unique  $\gamma = 0$  quand  $a = 20$  mm.

REMARQUE\_I : Quand on passe de  $a = 15$  mm à  $a = 20$  mm, le maintien de l'écartement constant des brins se fait aussi en passant de  $\gamma = 1/6.5$  à  $\gamma = 1/8$ .

REMARQUE\_II : Les mesures à la cuve rhéographique ont été faites de façon à permettre une étude complète (ou partielle) à  $\gamma = 0$ ,  $\gamma = 1/8$ ,  $\gamma = 1/6.5$ . Il est possible qu'il soit intéressant (en particulier du point de vue du rendement de transparence), de passer à  $\gamma = 0$  dès que  $a = 15$  mm.

2 - Cas où l'on modifie le diamètre intérieur des électrons

Ces cas seraient d'un coût élevé, aussi ne les donnons nous que comme possibilités :

a) - Diamètre intérieur des électrodes constantes

Il peut être intéressant, à partir de la 4ème électrode de faire  $a_n = 15$  mm tout le long de l'accélérateur et d'utiliser, soit  $\gamma = 1/6.5$  soit  $\gamma = 0$ .

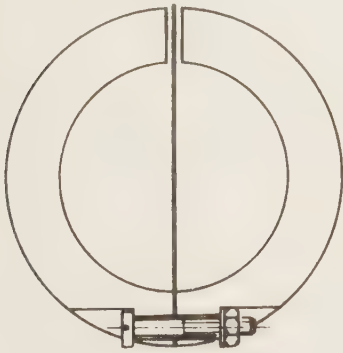
b) - Modification de la forme de l'embout des électrodes

A partir de la 4ème électrode, on peut utiliser une forme ovale ou rectangulaire (Annexe II) avec  $\gamma = 0$ .

REMARQUE\_IMPORTANTE : N'oublions pas que le cas  $\gamma = 0$ , outre le fait qu'il donne souvent des rendements radiaux plus importants, fait aussi croître le rendement de transparence et l'acceptance de phase, c'est-à-dire finalement, tous les termes du rendement sans rassembleur  $n$ .

### 3 - Simplification de la technologie de la grille

Les études sur la température des grilles (voir IIA-3c) et les courbes des figures 21 et 22 montrent que pour des faisceaux d'ions lourds, les brins des grilles peuvent être réduits à des rubans de tungstène ou de Molybdène de 5/100 d'épaisseur et de 1 mm de large. L'existence et la tenue sur le rassembleur de rubans de ce type pour des faisceaux de 200  $\mu\text{A}$  de  $\text{Ne}^{2+}$ , montrent qu'il tiendraient pour des faisceaux de 3  $\mu\text{A}$  de  $\text{Kr}^{8+}$  sortant de l'accélérateur ! Il semble possible de réaliser au laboratoire des grilles simples



placées dans les embouts. Ainsi que le montre la figure 75, le ruban serait pincé à une extrémité, l'autre étant libre afin de permettre le guidage lors de la dilatation. Outre l'abaissement du coût de réalisation, on aurait ainsi la possibilité d'essayer pratiquement différentes valeurs de  $\gamma$ . Quant à la tenue de cette nouvelle grille, elle pourrait être essayée sur un prototype à la sortie de l'accélérateur.

**Fig.75**

**REMARQUE :** Du point de vue de la transparence, une telle grille permet de gagner sur la capture latérale qui est plus faible, c'est-à-dire, sur le terme  $\alpha$  (voir IIIA-3c) coefficient d'épaisseur apparente.

#### D - CONCLUSION

Ces études sont à peine ébauchées, elles illustrent seulement les possibilités ouvertes par l'emploi du programme MORAD d'une part, sur l'étude des grilles, d'autre part, pour améliorer les caractéristiques de l'accélérateur lui-même. Nous pensons qu'il est possible d'améliorer l'émittance de sortie de l'accélérateur d'un facteur 2 au minimum, tout en augmentant légèrement son rendement radial.

## VI - CONCLUSIONS

Il est difficile de donner une conclusion à un travail en cours, on ne peut donner que des conclusions partielles et des appréciations sur ce qui a été effectué.

Le but qui avait été fixé, était la réalisation rapide d'un accélérateur, en utilisant le plus possible les résultats expérimentaux des accélérateurs existants (en particulier celui de Manchester qui était du même type), et en améliorant les caractéristiques si possible. Cette réalisation à partir de calculs approximatifs a abouti à un injecteur ayant de bonnes caractéristiques. Si l'on compare l'accélérateur d'Orsay et le pré-injecteur de Manchester on a, pour leurs caractéristiques actuelles, le tableau suivant qui parle de lui-même :

|                                      | Orsay            | Manchester       |
|--------------------------------------|------------------|------------------|
| $Z_i/A$ minimum                      | 0.083            | 0.1              |
| Ion le plus lourd accéléré           | Kr <sup>7+</sup> | Ar <sup>4+</sup> |
| Cycle utile                          | 1/3              | 1/40             |
| Rendement sans rassembleur           | 4-6,5 %          | 2-4 %            |
| Rendement avec rassembleur classique | 17 %             |                  |

Durant la période de réalisation, nous avons, Laisné et moi-même, mené à bien l'étude du rassembleur à harmonique 3 simulé, dont nous avons, les premiers, donné l'explication théorique.

En ce qui concerne l'accélérateur, d'une part, les écarts sur la répartition de tension, d'autre part, l'émittance de sortie trop grande pour la machine composite, nous ont conduit à développer le programme MORAD, qui est le seul de ce type existant actuellement, et qui permet une étude plus précise du système de focalisation par grilles qui jusqu'alors reposait sur des calculs sommaires. Les mesures effectuées sur le faisceau confirment les calculs et laissent entrevoir la possibilité d'améliorations importantes des caractéristiques de l'injecteur, aussi bien sur l'émittance de sortie que sur le rendement global.

En ce qui concerne ALICE, il est important de rappeler que c'était le premier projet de machine composite, et que cette machine a déjà accéléré du krypton à plus de 400 MeV. Néanmoins, compte tenu des objectifs que se donnent actuellement les physiciens en matière d'ions très lourds (Uranium à 7 MeV/nucléon), tous ceux-ci ne pourront être atteints par ALICE, mais la majorité des projets utilisant des sources classiques (réf. 38, 39) utilisent des ensembles composites dont le nôtre a été le précurseur.



ETUDE DU RASSEMBLEUR\*(REF.40 ET 41)

A - INTRODUCTION

Dans un accélérateur linéaire, il y a incompatibilité entre la stabilité longitudinale et la stabilité radiale. La stabilité longitudinale est assurée quand la particule traverse l'espace accélérateur lors de la partie croissante du champ électrique. La focalisation radiale doit être alors obtenue par l'utilisation d'un système de focalisation approprié.

Nous montrons que l'utilisation du système de focalisation par grille est presque indispensable pour les accélérateurs linéaires à ions lourds, ce qui entraîne une faible acceptance de phase ( $\phi_S = -20^\circ$ ,  $\eta_\phi = 16,6\%$ ) ce qui n'est pas le cas pour les linéaires à protons qui peuvent utiliser la focalisation magnétique ( $\phi_S \geq -30^\circ$ ,  $\eta_\phi \geq 25\%$ ). D'autre part, si les sources utilisées pour les protons peuvent fournir des intensités importantes, il n'en est pas de même pour les sources d'ions lourds.

Ces raisons expliquent que, pour un accélérateur linéaire à protons, un rassembleur classique (tension sinusoïdale à la fréquence de l'accélérateur) est généralement employé du fait de sa simplicité de réalisation. Elles expliquent aussi pourquoi, sur l'accélérateur linéaire à ions lourds d'Orsay, un rassembleur à haute efficacité a été réalisé et ceci, même au prix d'une complication technologique.

Nous reprenons dans ce qui suit, l'étude du rassembleur classique qui permet de porter le rendement théorique d'acceptance de 16,6 % à 65 % environ. Nous étudions ensuite un rassembleur à haute efficacité utilisant la fréquence de l'accélérateur et son harmonique 2 pour simuler un harmonique 3, et qui permet d'obtenir des rendements théoriques supérieurs à 88 %.

B - HYPOTHESES DE TRAVAIL

Les ions issus de la source de façon continue, sont animés d'une vitesse  $v_0$  obtenue par le franchissement d'une différence de potentiel statique  $V_0$ . Entre la source et le 1er intervalle accélérateur du linac, on dispose d'une longueur  $L = AB$  dans laquelle pourra être placé un ou plusieurs intervalles d'interactions, dont le but est de placer un maximum de particules dans le diagramme d'acceptance du linéaire que nous allons définir dans le cas d'une transformation adiabatique, ce qui n'est pas le cas mais permet de définir la surface minimum du diagramme.

En prenant les caractéristiques suivantes :

$$\frac{Z_i}{A} = 0.1$$

$$E_0 = 1,75 \text{ MV/m}$$

$$T = 0.85$$

$$v_0 = 1,675 \cdot 10^6 \text{ m/s}$$

$$f = 25 \text{ MHz}$$

$$\phi_S = -20^\circ$$

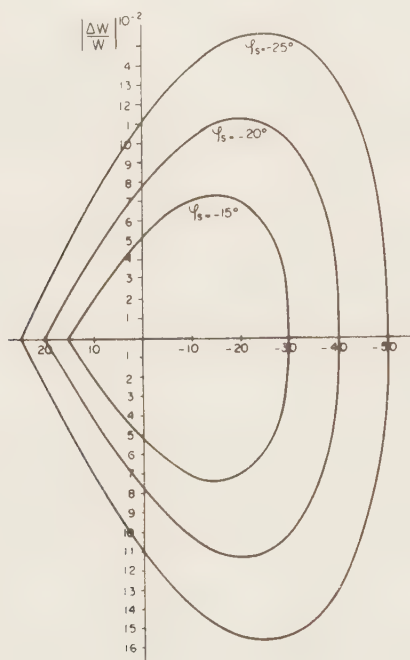
---

\* On peut employer les synonymes, groupeur, regroupeur, ainsi que le terme anglo-saxon Buncher.

et en admettant que la relation entre l'écart d'énergie d'un ion quelconque avec l'ion synchrone et l'écart de phase correspondant est donné par la formule suivante (réf. 25) :

$$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)^2 + \frac{4}{\pi} \frac{Z_1}{A} \frac{E_0}{Vf} T (\sin \phi - \phi \sin \phi_s - \phi_s \cos \phi_s + \sin \phi_s) = 0$$

on obtient la courbe donnée par la fig.I.1 (nous avons aussi représenté les courbes à  $\phi_s = -15^\circ$  et  $\phi_s = -25^\circ$ ).



— Fig.II —

Dans ce qui suit, nous supposons que la variation de vitesse s'effectue par échelon au centre de l'intervalle d'interaction et que le facteur de temps de transit est voisin de 1 ( $T \approx 0.95$ ). Par ailleurs, les problèmes de focalisation sont supposés réglés par l'existence de grilles à l'entrée et à la sortie de chaque intervalle d'interaction sous la forme de 3 rubans parallèles.

### C - RASSEMBLEUR IDEAL

Le rassembleur idéal serait celui qui, dans un seul intervalle d'interaction, communiquerait à un ion quelconque un accroissement algébrique de vitesse proportionnelle à son déphasage  $\phi$  par rapport à l'ion synchrone, l'ion synchrone étant celui qui ne prend aucune modulation de vitesse en A et arrive dans le premier intervalle accélérateur B du linéaire à la phase de synchronisme  $\phi_s = -20^\circ$ .

La différence de potentiel en A doit alors être une dent de scie  $V(\phi)$  périodique de fréquence  $f$  et :

$$V(\phi) = V_1 \frac{\phi}{\pi} \quad -\pi \leq \phi \leq +\pi$$

En effet la vitesse des particules à la sortie A du rassembleur sera :

$$v_A = v_0 \left\{ 1 + \frac{v_1}{v_0} \frac{\phi}{\pi} \right\}^{1/2} \approx v_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2} x_1 \frac{\phi}{\pi} \right\}$$

avec  $x_1 = \frac{v_1}{v_0}$  de l'ordre de quelques pour-cent.

Si l'on appelle  $Z_1 = v_0 \frac{T}{2}$  la distance parcourue par l'ion synchrone en  $\frac{1}{2}$  période HF, on peut poser :

$$L = AB = K_1 v_0 \frac{T}{2} = K_1 Z_1$$

L'écart de phase en B de l'ion quelconque par rapport à l'ion synchrone devient :

$$\Delta\phi_B = \phi + \frac{\omega L}{v_A} - \frac{\omega L}{v_0} \approx \phi \left\{ 1 - \frac{K_1 x_1}{2} \right\}$$

Si dans cette relation  $\frac{1}{2} K_1 x_1 = 1$  on a  $\Delta\phi_B \approx 0$  indépendant de  $\phi$ , le regroupement est total. La dispersion relative d'énergie de l'ion quelconque par rapport à l'ion synchrone est :

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{\frac{v_A^2}{2} - \frac{v_0^2}{2}}{v_0^2} = x_1 \frac{\phi}{\pi}$$

Le diagramme longitudinal de phase  $\frac{\Delta W}{W} = f(\Delta\phi)$  se réduit à un segment vertical qui doit être à l'intérieur du diagramme d'acceptance. Cette condition entraîne  $K_1 > 20$ .

La limite supérieure de  $K_1$  est donnée par la stabilité de la vitesse d'injection. En effet :

$$\phi + \Delta(\Delta\phi) = \frac{\omega L}{v_0 + \Delta v_0} \neq \frac{\omega L}{v_0} \left( 1 - \frac{\Delta v_0}{v_0} \right)$$

soit :

$$\Delta(\Delta\phi) = - \frac{\omega L}{v_0} \frac{\Delta v_0}{v_0} = - \frac{\pi}{2} K_1 \frac{\Delta v_0}{v_0}$$

Si l'on admet que  $\frac{\Delta v_0}{v_0} = \pm 5 \cdot 10^{-4}$  est réalisable et que :

$\Delta(\Delta\phi) = \pm 2^\circ$  est tolérable à l'entrée B de l'accélérateur, alors il faut  $K_1 \leq 44$ . Un rassembleur idéal peut donc fonctionner avec  $20 \leq K_1 \leq 44$  mais un tel rassembleur est difficilement réalisable et d'un prix de revient élevé, car, des dents de scie d'amplitude suffisante (quelques KV) à 25 MHz sont à la limite de ce que l'on sait faire actuellement. Toutefois, il ne faut pas perdre de vue qu'un rassembleur réel doit communiquer aux ions une dispersion en énergie en fonction de la phase qui se rapproche "le plus possible" de la dent de scie idéale.

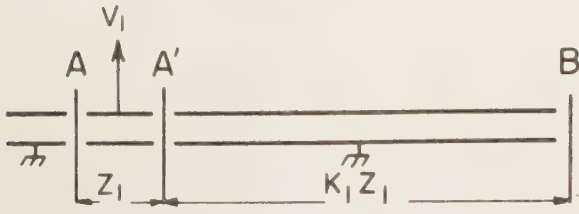


Fig.I2

L'approximation la plus "gros-sière" de la dent de scie est la sinusoïde. Une tension sinusoïdale  $V = V_1 \sin \omega t$  est appliquée à une électrode de longueur  $Z_1 = \frac{1}{2} v_0 \frac{T}{2}$  placée entre 2 électrodes à la masse (fig.I-2), ce qui définit 2 intervalles d'interaction A et A', le regroupement devant être effectué en B tel que :

$$A'B = K_1 v_0 \frac{T}{2} = K_1 Z_1$$

L'ion synchrone arrive en B à  $\phi_{B_S} = (K_1 + 1)\pi$ . Un ion quelconque passant à  $\phi_A$  en A, acquiert la vitesse :

$$v_A = v_0(1 + x_1 \sin \phi_A)$$

La phase d'arrivée en A' est :

$$\phi_{A'} = \phi_A + \pi(1 + x_1 \sin \phi_A)^{1/2}$$

et la vitesse en A' est :

$$v_{A'} = v_0(1 + x_1 \sin \phi_A - x_1 \sin \phi_{A'})^{1/2}$$

La phase d'arrivée en B s'écrit alors :

$$\phi_B = \phi_{A'} + K_1 \pi(1 + x_1 \sin \phi_A - x_1 \sin \phi_{A'})^{-1/2}$$

et l'écart de phase entre l'ion synchrone et un ion quelconque est :

$$\Delta \phi_B = \phi_B - \phi_{B_S} = \pi \left\{ (1 + x_1 \sin \phi_A)^{-1/2} + \frac{\phi_A}{\pi} + \right. \quad (1)$$

$$\left. K_1 \left( 1 + x_1 \sin \phi_A - \sin (\pi(1 + x_1 \sin \phi_A)^{-1/2} + \phi_A) \right)^{1/2} - K_1 - 1 \right\}$$

En utilisant les développements au 1er ordre, on obtient :

$$\Delta \phi_B = \phi_A - \mu \sin \phi_A \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{\pi}{2} x_1 (2K_1 + 1)$$

ce qui n'est pas autre chose que l'équation du Klystron. D'autre part, la dispersion d'énergie s'écrit :

$$\frac{\Delta W}{W}(\phi_B) = \frac{v_{A'}^2 - v_0^2}{v_0^2} = x_1 \left\{ \sin \phi_A - \sin \left( \phi_A + \pi(1 + x_1 \sin \phi_A)^{-1/2} \right) \right\} \quad (2)$$

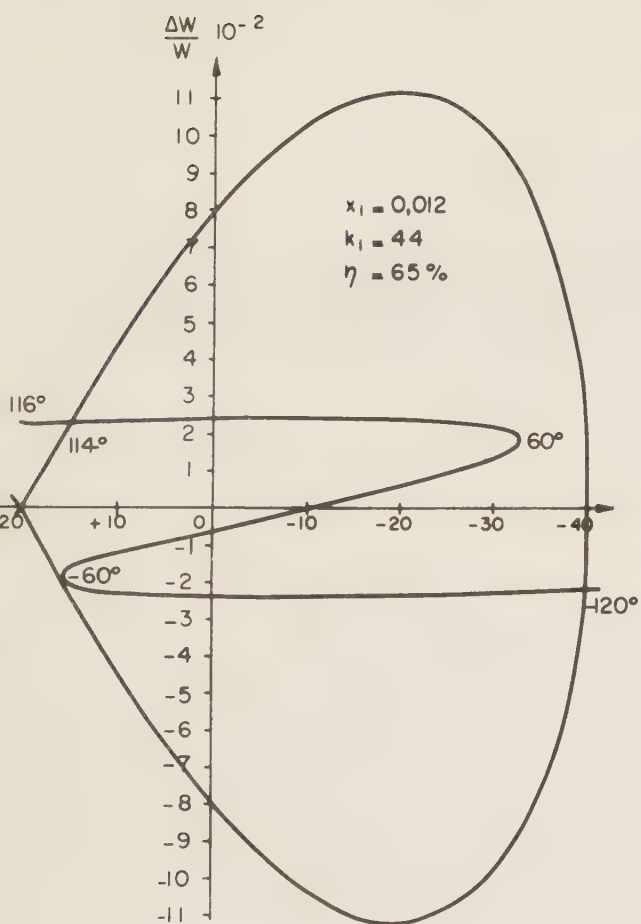


Fig I3a

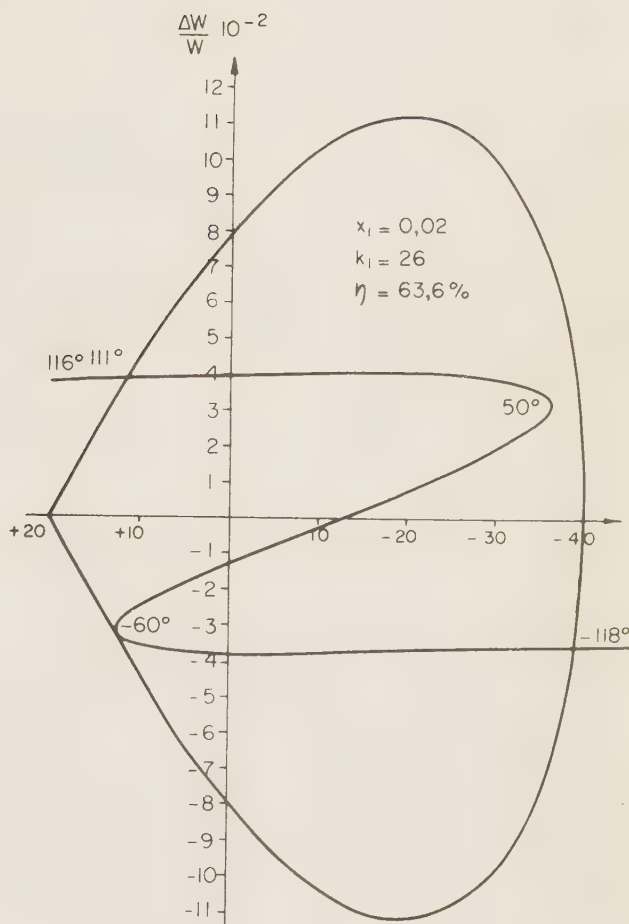


Fig I3b

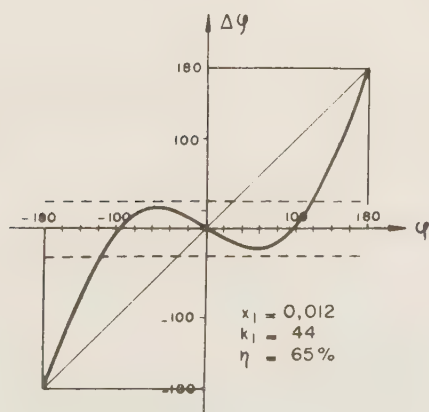


Fig. I4a

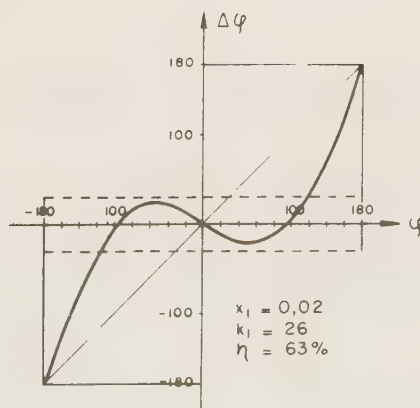


Fig. I4b

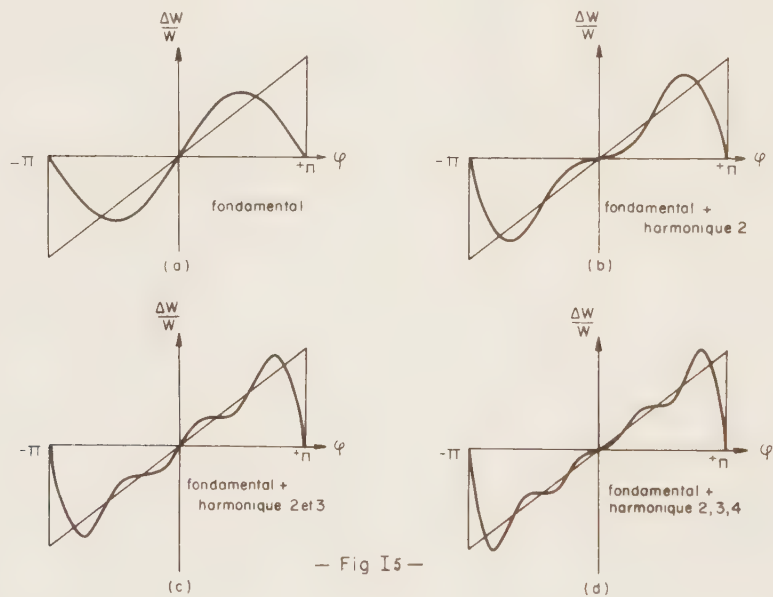
A l'aide des formules 1 et 2, on obtient le diagramme longitudinal de phase qui conduit à un rendement maximum de 65 % pour  $x_1 = 0.012$  et  $K_1 = 44$  qui correspond à la longueur maximum admissible (fig. I-3a). En admettant une dispersion en énergie plus grande, on réduit cette longueur ( $x_1 = 0.02$ ,  $K_1 = 26$  fig. I-3b) le produit  $(2K_1 + 1)x_1$  restant constant. Il est intéressant de remarquer que les courbes  $\Delta\phi = f(\phi)$  ne sont pas symétriques (fig. I-4a, I-4b), cela provient de la formule 1 ; la désymétrie croît avec  $x_1$ .

E - ETUDE D'UN RASSEMBLEUR A HARMONIQUES

1) - Le rassembleur à harmonique 2 du A.N.L. (réf. 42, 43)

Afin de donner aux ions une dispersion en énergie se rapprochant de la dent de scie idéale, on peut imaginer un rassembleur constitué de plusieurs intervalles rapprochés aux bornes desquels sont appliquées des tensions sinusoïdales correspondant à la décomposition en série de Fourier de la dent de scie :

$$V = \sum \{ (-1)^{n+1} / n \} \sin(n\phi)$$

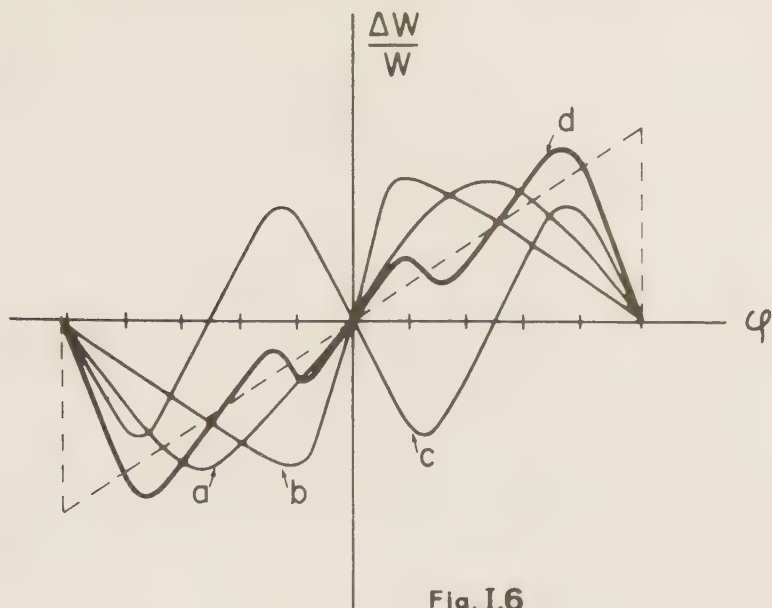


L'étude effectuée à Argonne avec  $\phi_S = - 26^\circ$  donne les rendements théoriques suivants :

|                                                                |          |
|----------------------------------------------------------------|----------|
| Fondamental seul                                               | R = 65 % |
| Fondamental + H <sub>2</sub>                                   | R = 81 % |
| Fondamental + H <sub>2</sub> + H <sub>3</sub>                  | R = 86 % |
| Fondamental + H <sub>2</sub> + H <sub>3</sub> + H <sub>4</sub> | R = 89 % |

La figure I-5 donne les courbes  $\frac{\Delta W}{W} = f(\phi)$  dans ces 4 cas. Une réalisation pratique à 2 fréquences a été entreprise dans ce laboratoire, mais n'est pas actuellement en fonctionnement.

2) - Rassembleur à harmonique 3 simulé (voir remarque IV)



**Fig.1.6**

Une tension sinusoïdale  $V_1 \sin \omega t$  est appliquée à un intervalle A. A la sortie de cet intervalle, le diagramme de phase est donné par la courbe a de la fig. 1-6. Après une certaine distance AB de glissement, le diagramme de phase s'est déformé et l'on a la courbe b. Si à cet endroit B, on applique une tension  $V_2 \sin (2\omega t)$  en opposition, à un second intervalle d'interaction (courbe c), la courbe résultante d, présente deux maxima. En d'autres termes, nous obtenons une combinaison du fondamental et des harmoniques 2 et 3, et même d'ordre supérieur comme nous allons maintenant le montrer.

Le point C est le premier intervalle accélérateur du linéaire, on peut poser :

$$x_2 = \frac{V_2}{V_0} \quad BC = \frac{1}{2} K_2 v_0 T \quad \alpha = K_1 \pi x_1$$

Alors :

$$\Delta \phi_B = \phi_A - \frac{1}{2} \alpha \sin \phi_A$$

$$v_B = v_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2} x_1 \sin \phi_A + \frac{1}{2} x_2 \sin (2\phi_A - \alpha \sin \phi_A) \right\}$$

$$\frac{\Delta W}{W} = x_1 \sin \phi_A - x_2 \sin (2\phi_A - \alpha \sin \phi_A)$$

où :

$$\frac{\Delta W}{W} = x_1 \sin \phi_A + x_2 \left\{ \sin 2\phi_A \cos (\alpha \sin \phi_A) - \cos 2\phi_A \sin(\alpha \sin \phi_A) \right\}$$

Les termes  $\cos(\alpha \sin \phi_A)$  et  $\sin(\alpha \sin \phi_A)$  se développent en séries de fonction de Bessel :

$$\cos(\alpha \sin \phi_A) = J_0(\alpha) + 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p}(\alpha) \cdot \cos 2p \phi_A$$

$$\sin(\alpha \sin \phi_A) = 2 \sum_{p'=1}^{\infty} J_{2p'-1}(\alpha) \sin(2p'-1) \phi_A$$

Si de plus, on remplace les produits  $\sin n\phi_A \cdot \cos p\phi_A$  par les sommes de sinus :

$$\sin 2\phi_A \cos 2\phi_A = \frac{1}{2} \sin 4\phi_A$$

$$\sin 2\phi_A \cos 4\phi_A = \frac{1}{2} (\sin 6\phi_A - \sin 2\phi_A)$$

$$\sin \phi_A \cos 2\phi_A = \frac{1}{2} (\sin 3\phi_A - \sin \phi_A)$$

$$\sin 3\phi_A \cos 2\phi_A = \frac{1}{2} (\sin 5\phi_A + \sin \phi_A)$$

$$\sin 5\phi_A \cos 2\phi_A = \frac{1}{2} (\sin 7\phi_A + \sin 3\phi_A)$$

on a finalement :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta W}{W} = & \left[ x_1 + x_2 (J_1(\alpha) - J_3(\alpha)) \right] \sin \phi_A + x_2 \left[ J_0(\alpha) - J_4(\alpha) \right] \sin 2\phi_A \\ & - x_2 \left[ J_1(\alpha) + J_5(\alpha) \right] \sin 3\phi_A + x_2 \left[ J_2(\alpha) - J_6(\alpha) \right] \sin 4\phi_A \\ & - x_2 J_3(\alpha) \sin 5\phi_A + \dots \end{aligned}$$

Si dans cette équation on prend  $\alpha \approx 1,25$  et  $x_2 = 0,55 x_1$  on a :

$$\frac{\Delta W}{W} = 0,74 x_1 \left[ \sin \phi_A - \frac{1}{2} \sin 2\phi_A + \frac{1}{3} \sin 3\phi_A - \frac{1}{8} \sin 4\phi_A + \frac{1}{35} \sin 5\phi_A \right]$$

c'est-à-dire que l'on a les 3 amplitudes des premiers harmoniques de la décomposition en séries de Fourier de la dent de scie. Nous avons simulé l'harmonique 3. Les harmoniques 4e et 5e existent avec le bon signe mais avec des amplitudes moitié et 5e des valeurs de la dent de scie (Remarques II et III).

Si maintenant nous posons :

$$\Delta\phi_B = X \quad \text{et} \quad (\Delta W/W)/x_1 = Y, \quad \frac{x_2}{x_1} = \beta$$

alors nous avons à résoudre le système :

$$X = \phi_A - 2\alpha \sin \phi_A$$

$$Y = \sin \phi_A - \beta \sin(2X)$$

Le problème réel posé consiste à trouver  $\alpha$  et  $\beta$  tels que la fonction  $Y = f(X)$  soit "le plus longtemps possible" comprise en 2 parallèles de pente  $n$  distante en  $X$  de  $dX \approx 3|\phi_S|$ .

La notion "le plus longtemps possible" correspond à la notion de proximité au sens de Tchebychev. Plutôt que d'utiliser des développements en séries de Tchebychev, il est plus simple de remarquer que la fonction  $Y = f(X)$  doit avoir une pente  $m$  à l'origine voisine de la pente unitaire de la dent de scie. On obtient ainsi :

$$m = \left( \frac{dY}{dX} \right)_{\phi_A=0} = \left\{ \frac{\cos \phi_A}{1-\alpha \cos \phi_A} + 2\beta \cos 2X \right\}_{\phi_A=0} = \frac{1}{1-\alpha} + 2\beta$$

On peut ainsi délimiter une zone :

$$\begin{aligned} 1 &\leq m \leq 3 \\ 0.5 &\leq \beta \leq 0.8 \end{aligned}$$

telle que pour  $\alpha$  et  $\beta$  dans cette zone, on pourra toujours trouver  $K_2$  inscrivante le diagramme de phase dans la séparatrice.

Pratiquement à une distance  $K_1 Z_1$  du rassembleur classique, on introduit une seconde électrode de longueur  $Z_1/2$  (voir remarque I) qui détermine deux intervalles d'interaction  $B$  et  $B'$  (fig. I-7). Le regroupement se fait en  $C$  tel que  $B'C = K_2 Z_1$ . On pose :

$$x_2 = \frac{V_2}{V_0}$$

On obtient alors, les relations suivantes :

$$a = \frac{V_A}{V_0} \quad a' = \frac{V_{A'}}{V_0} \quad b = \frac{V_B}{V_0} \quad b' = \frac{V_{B'}}{V_0}$$

$$\phi_{A'} = \phi_A + \frac{\pi}{a} \quad \phi_B = \phi_{A'} + K_1 \frac{\pi}{a} \quad \phi_B = 2\phi_B$$

$$\phi_{B'} = \phi_B + \frac{1}{2} \frac{\pi}{b} \quad \phi_{B'} = 2\phi_{B'} \quad \phi_C = \phi_{B'} + K_2 \frac{\pi}{b}$$

$$a' = (a^2 - x_1 \sin \phi_{A'})^{1/2}$$

$$b = (a'^2 + x_2 \sin \phi_B)^{1/2}$$

$$b' = (b^2 - x_2 \sin \phi_{B'})^{1/2}$$

et :

$$\Delta \phi = \phi_C - \phi_{C_S}$$

avec :

$$\phi_{C_S} = \pi(1.5 + K_1 + K_2)$$

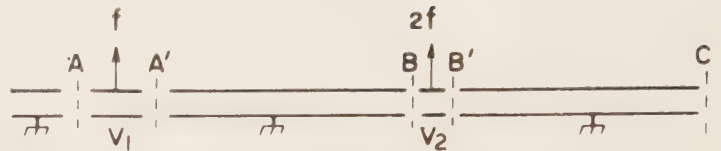


Fig. 17

D'autre part, la dispersion en énergie est donnée par :

$$\frac{\Delta W}{W}(\phi_A) = x_1(\sin \phi_A - \sin \phi_{A'}) + x_2(\sin \phi_B - \sin \phi_{B'})$$

Le calcul des expressions  $\frac{\Delta W}{W}$  et  $\Delta \phi$  avec  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $K_1$  et  $K_2$  comme paramètres a été programmé sur UNIVAC en explorant systématiquement la zone délimitée précédemment. La stabilité de la vitesse d'injection fixe la valeur minimum de  $x_1$  par  $(K_1 + K_2 + 1.5) \leq 44$ . Pour nous,  $x_1 = 0.02$ . C'est cette valeur que nous avons prise, car toute valeur supérieure tend à faire sortir de la séparatrice les pointes du diagramme de phase qui sont des zones de forte densité ionique.

Les figures I-8a,b,c,d et I-9a,b,c,d montrent l'influence de  $K_1$ . Pour des valeurs croissantes de  $K_1$  on voit apparaître la simulation de l'harmonique 3. La combinaison des paramètres donnant la plus haute efficacité est la suivante :

$$x_1 = 0.02, \quad x_2 = -0.014, \quad K_1 = 11, \quad K_2 = 31.5$$

Le rendement est alors supérieur à 88 %.

#### F - ETUDE PRELIMINAIRE

Un prototype de ce rassembleur a été réalisé pour une maquette de 10 électrodes dont les caractéristiques étaient :

$$\frac{Z_i}{A} = 1/14 \text{ (N}^+) \quad , \quad E_0 = 1.2 \text{ MV/m} \quad , \quad T = 0.85 \quad , \quad V_0 = 85 \text{ KV}$$

$$f = 21 \text{ MHz} \quad , \quad \phi_S = -20^\circ$$

Dans ces conditions le diagramme d'acceptance est le même que celui de l'accélérateur à une réduction d'échelle près ( $Z_1 = 2.5 \text{ cm}$  au lieu de  $3.35 \text{ cm}$ ). Ce prototype a permis la mise au point du mode opératoire qui est le suivant :

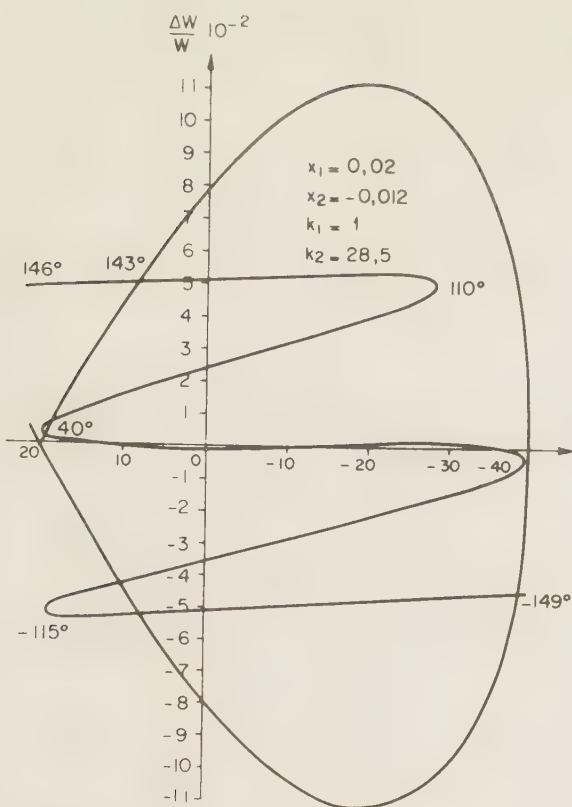


Fig 18a

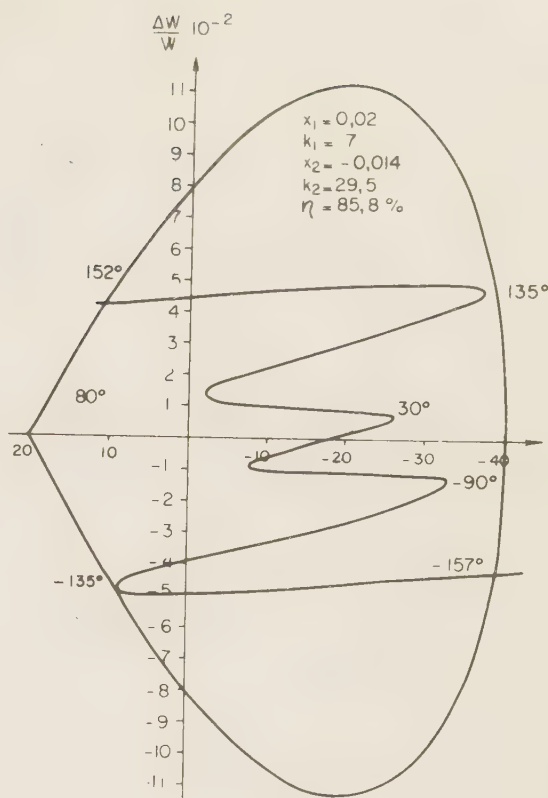


Fig 18b

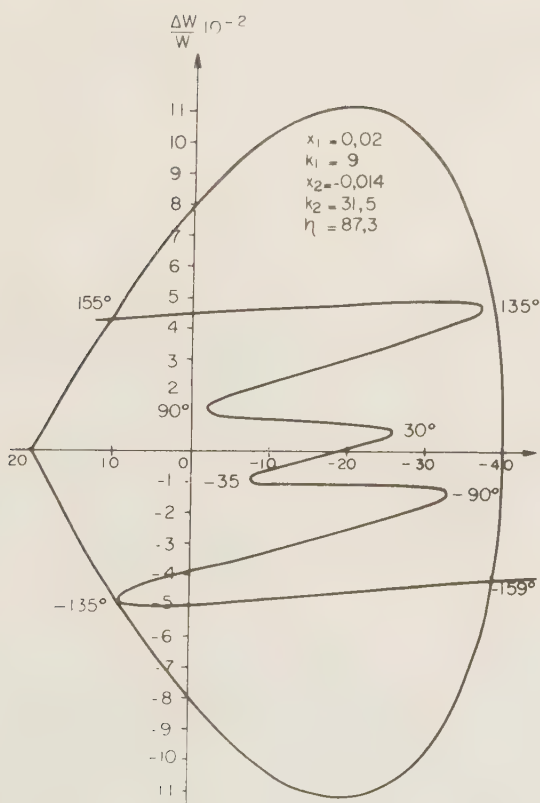


Fig 18c

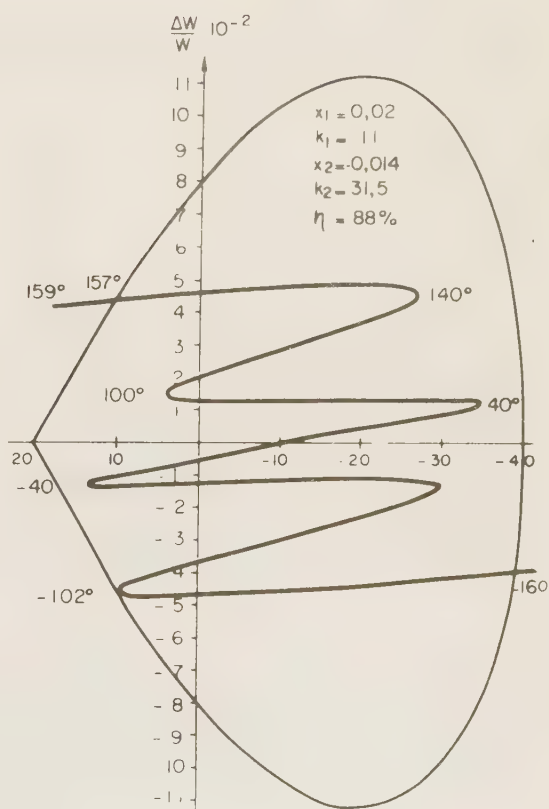


Fig 8d

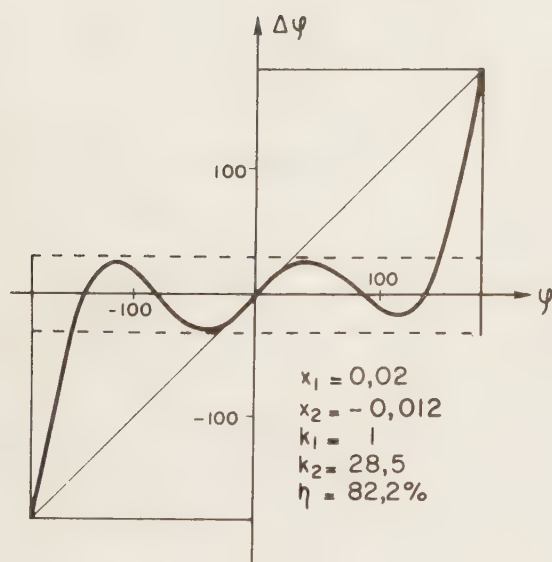


Fig. I9a

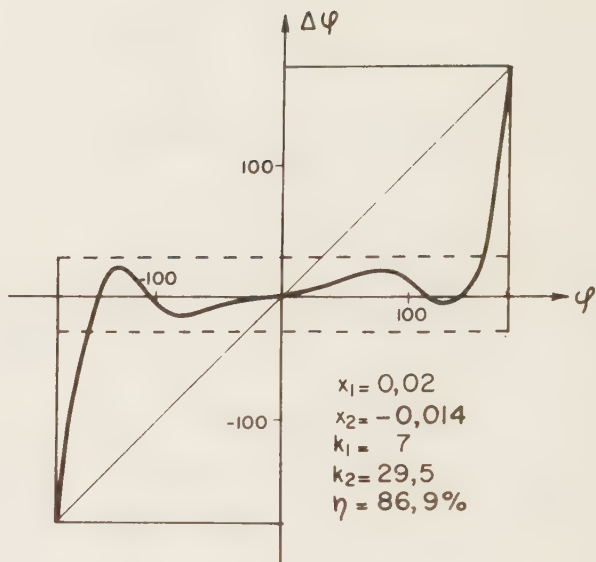


Fig. I9b

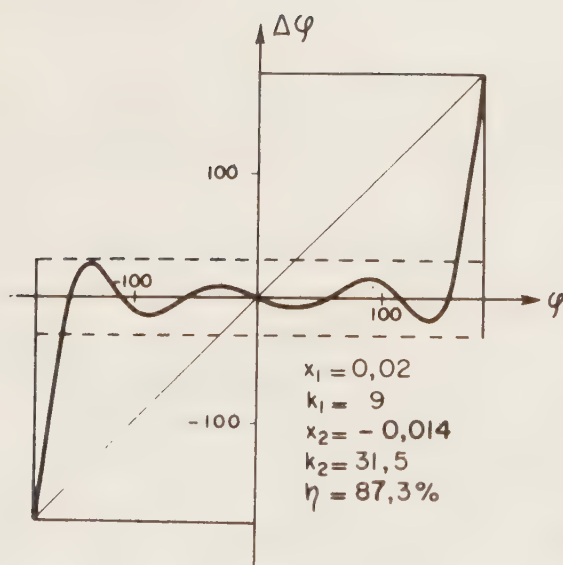


Fig. I9c

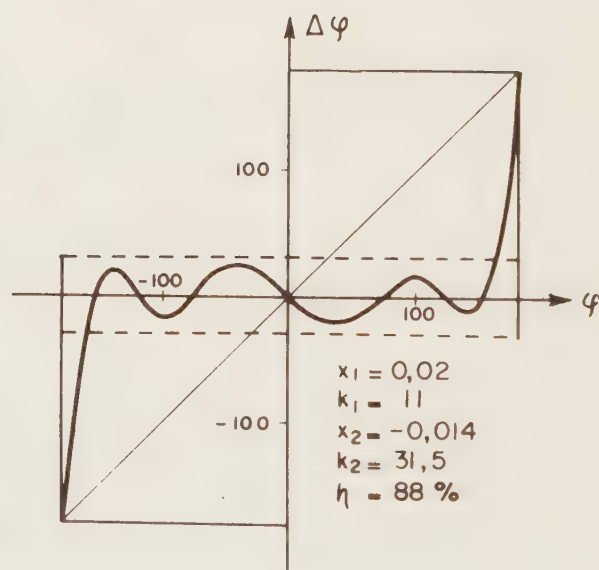


Fig. I9d

a) - Dans un premier temps on ajuste la phase du fondamental par rapport à la phase HF du linéaire (c'est-à-dire que l'on optimise le rassembleur classique avec  $x_1 = 0.012$  (900 V) et  $K_1 = 44$ ). On trouve alors un facteur 3 entre rassembleur réglé et non réglé.

b) - On fait ensuite  $x_1 = 0.02$  (1 500 V) et  $x_2 = - 0.014$  (- 1 050 V) et l'on optimise la phase de l'harmonique 2.

On trouvait alors un facteur 5, ce qui était excellent; mais on pouvait remarquer que la phase de synchronisme de la maquette était très mal connue.

#### G - REALISATION PRATIQUE

Avec les valeurs définies, les cotes sont les suivantes (fig. I-7):

$$AA' = 3.35 \text{ cm}$$

$$A'B = 36.85 \text{ cm}$$

$$BB' = 1.67 \text{ cm}$$

$$B'C = 105.52 \text{ cm}$$

Pour les ions de  $\frac{Z_i}{A} = 0.1$  les tensions sont alors :

$$V_1 = 2.8 \text{ KV} \quad \text{et} \quad V_2 = 1.96 \text{ KV} \quad (T \approx 0.95)$$

La réalisation pratique du rassembleur a été faite par le service accélérateur (réf. 44) et nous ne donnerons ici qu'un schéma électrique afin d'illustrer la complexité des contrôles (fig. I-10).

REMARQUE I : Il n'est pas obligatoire que la seconde électrode soit égale à  $Z_1/2$ , tout multiple de cette valeur peut être utilisé et introduit dans les calculs. On a ainsi un second phénomène non linéaire dont l'effet peut être utilisé. Néanmoins, remarquons que la réalisation d'un circuit oscillant est d'autant plus difficile que sa capacité est grande, c'est-à-dire que cette électrode est longue. On a donc intérêt technologiquement à la faire la plus courte possible.

REMARQUE II : Si l'on ne tient pas compte des problèmes de charges d'espace (ce qui est une gageure !) le coefficient de conversion d'un Klystron dont le regroupement est donné par 2 cavités à la même fréquence, séparé par un tube de glissement est de 81,5 %. On peut remarquer que ces 2 cavités simulent alors un harmonique 2. Si l'on remplace la deuxième cavité par une cavité de fréquence double qui simule alors l'harmonique 3, on obtient un optimum du coefficient de conversion à 85.7 % (voir réf. 40).



REMARQUE\_III : Un rassembleur de ce type pourrait être utilisé dans l'injection axiale (ou trochoïdale) dans un cyclotron, si la vitesse d'injection est grande par rapport à la dispersion naturelle due à la source. Il est alors, certainement, possible de tenir compte de l'effet de dégrouperment, dû au trajet magnétique avant le premier intervalle accélérateur, en ajustant correctement l'amplitude des 3 premiers harmoniques (c'est-à-dire, la forme du signal à appliquer pour obtenir le regroupement optimum malgré un dégrouperment partiel).

REMARQUE\_IV : Une autre approche du problème, pour neutraliser les phénomènes liés à la charge d'espace (réf. 45) a conduit, par comparaison avec les Klystrons de puissance (voir remarque II), en effectuant l'étude sur ordinateur, à des rassembleurs de même type ("double drift tube buncher" réf. 46) sans toutefois en donner l'explication théorique.

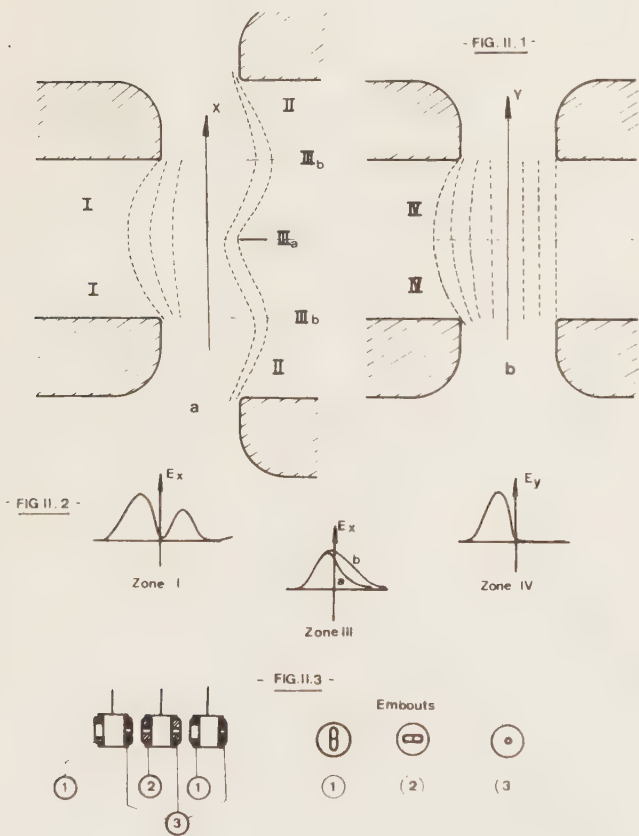
# ANNEXE I I

## PROPOSITION DE NOUVELLE STRUCTURE FOCALISANTE

Les figures 52 et 69, nous ont montré comment on avait éliminé la zone V défocalisante, en passant de la grille à 2 brins, à la grille à brin unique. Il est possible d'éliminer aussi la zone II (figure 69) qui est défocalisante (donc améliorer en l'émittance), en modifiant la forme intérieure de l'électrode portant la grille et en lui donnant une forme ovale (ou rectangulaire) dont la grande dimension est supérieure au diamètre d'entrée. C'est ce qui est montré fig. II.1, les champs électriques correspondants sont donnés par la fig. II.2. On voit que le système est totalement focalisant dans les 2 plans, seules subsistent les zones I, III et IV pour le faisceau (le plan Y restant d'ailleurs identique à celui de la figure 68b). La dimension du faisceau est définie par l'entrée de l'intervalle qui est circulaire (zone I).

En suivant l'axe du faisceau, on aurait alors la disposition donnée par la figure II.3.

Cette étude nous semble intéressante à faire, mais nécessite des mesures à la cuve rhéographique qui n'ont pas encore été effectuées.



# REFERENCES

- 1 - A. CABRESPINE  
Injection d'ions lourds dans la région centrale du CEVIL.  
Europeen Colloquium on AVF cyclotrons - Eindhoven Holland 21.4.65.
- 2 - A. CABRESPINE  
Injection d'ions lourds dans le cyclotron à énergie variable d'Orsay.  
Journal de Physique. Colloque C2. Supplément au n° 5-6. Tome 30, Mai-Juin 1969, C2-38.
- 3 - C. BIETH, A. CABRESPINE, C. GOLDSTEIN  
Heavy Ion injection for stripping in the central region of the CEVIL.  
I.EEE transactions on Nuclear Science - August 1966, vol. NS 13 - n° 4 p. 182.
- 4 - C. BIETH, A. CABRESPINE, C. GOLDSTEIN, J. BOSSER, J. ARIANER  
A one MeV/nucleon Heavy Ion Linear Accelerator.  
1966 Linear Conference.
- 5 - G. NASSIBIAN, J.R. BENNET, D. BROADBENT, S. DEVONS and al.  
A one-MeV/nucleon Sloan Lawrence Heavy-Ion linear accelerator.  
Rev. Science-Inst. 32, 1316 (1961).
- 6 - J. BOSSER  
Structure haute fréquence d'un accélérateur linéaire à ions lourds.  
Thèse CNAM. 1966.
- 7 - G. GOLDSTEIN  
Calcul des électrodes de l'accélérateur linéaire à ions lourds d'Orsay.  
Note Interne I.P.N. Orsay - 13.4.1966.
- 8 - C. GOLDSTEIN, A. LIEBE, M. MALARD  
Les problèmes du synchronisme dans l'accélérateur linéaire à ions lourds d'Orsay.  
Rapport interne I.P.N. Orsay - 1.3.1969.
- 9 - F. FER, P.M. LAPOSTOLLE, C. BIETH, A. CABRESPINE  
Cross gradient focusing in linear accelerators.  
CERN M79 - MSC0.18/999.
- 10 - D. BOUSSARD  
Etude et réalisation d'un nouveau type d'accélérateur linéaire autofocalisé pour ions lourds.  
Thèse de doctorat - Faculté des Sciences d'Orsay - 12 Mai 1966.
- D. BOUSSARD and A. SEPTIER  
A Sloan Lawrence Accelerator with self focusing accelerator structure.  
I.EEE transactions on nuclear science - Juin 1965 - p. 652.
- 11 - G. TEISSIER, A. CHABERT, B. VEYRON  
Mise au point d'une méthode d'étude numérique d'accélérateur linéaire.  
Application à la focalisation par phase alternée.  
Rapport interne I.P.N. Lyon - LYCEN 6526 - Juillet 1965.
- 12 - Conférence Papers of the UNILAC group Institut für Angewandte Physik der Universität.  
HEIDELBERG n° 22.100.

- 13 - L. SMITH, R.L. GLÜCKSTERN  
Focusing in linear ion accelerators.  
R.S.I., vol. 26, n° 2 - février 1955.
- 14 - R. CHAMPEIX  
Eléments de technique du vide.  
Tome 1, p. 16 - ed. Dunod.
- 15 - L. ALVAREZ and al.  
R.S.I., vol. 26-p. 111 (1955).
- 16 - B. CORK  
R.S.I., vol. 26-p. 210-219 (1955).
- 17 - V.S. KLADNITSKII  
The transit-time factor for proton linear accelerator.  
Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki - vol. 30, n° 2, p. 178-185.
- 18 - J.S. HORNSBY  
A computer programme for the solution of elliptic partial differential equations.  
CERN 63-7.
- 19 - W.D. KILPATRICK  
A criterion for vacuum sparking designed to include both RF and DC.  
UCRL 2321 (1953).
- 20 - D. BÖHNE and al.  
Sparking experiments at 60 MHz.  
I.A.P. Universität Heidelberg 3-66.
- 21 - G. VOISIN  
Application de la méthode des perturbations à la mesure d'un champ électromagnétique.  
I.P.N. Lyon - LYCEN 66-27.
- 22 - W.K. SANDERS  
Measurements of electromagnetic parameters by use of spheres placed near a wall in resonant cavity.  
I.R.E. Conv. Read (1955).
- 23 - PROMÉ (CEN Saclay)  
Communication privée.
- 24 - B. VEYRON, G. VOISIN  
A new experimental method perturbations measurements in cavity resonators.  
I.P.N. Lyon - LYCEN 66-40.
- 25 - L. SMITH  
Linear Accelerators Handbuch der Physik.  
Band XLIV (1959), p. 372.
- 26 - POIZAT (I.P.N. Lyon)  
Communication privée.
- 27 - M. REISER, J. KOPF  
Electrolytic tank facility and computer program for central region studies for MSU cyclotron.  
MSU. cyclotron projet - report n° 19 - Mai 1964.
- 28 - J.B. SCARBOROUGH  
Numerical Mathematical Analysis 5<sup>th</sup> ed. the John Hopkins - press p. 57.

- 29 - LEGRAS  
Précis d'analyse numérique éd. Dunod.
- F. DUPONT (Thomson-CSF)  
Communication privée.
- 30 - Marie P. BOURGAREL  
Liaison linéaire CEVIL.  
(rapport interne), I.P.N. Orsay 1970.
- 31 - P.M. LAPOSTOLLE  
Problèmes de dynamique dans les accélérateurs linéaires d'ions lourds.  
LA PLAGNE - 17-21, Mars 1969 - LYCEN 69-13.
- 32 - E.M. MAC MILLAN  
Physical Revue n° 80, p. 493 (1950).
- 33 - H. GRUNDER, B. SMITH, F.B. SELPH, H. ATTERLING  
Operating experience with the Berkeley 88 inch-cyclotron electrostatic deflector.  
UCRL 10 759.
- 34 - S. PENNER  
Calculations of properties of magnetic deflectors systems.  
R.S.I., vol. 32, n° 2 - 150-160 (fév. 1961).
- 35 - B. CARBONEL  
Calcul de transport de faisceau de particules.  
Rapport interne I.P.N. Orsay, 69I 12.
- 36 - T. JUNQUERA  
Dispositif pour l'étude de la structure HF du faisceau.  
(Note interne) - I.P.N. Orsay.
- 37 - D.L. NELSON  
The relaxation code solutions of Laplace's equation for analytic three dimensional geometries.  
Technical Report n° 960 (March 1969). University of Maryland.
- 38 - J.A. MARTIN, E.D. HUDSON and al.  
A Heavy - Ion Accelerator Facility Featuring a separated - Sector Isochronous Cyclotron (Oak Ridge National Laboratory).  
International Conference on Cyclotrons. Oxford 1969.
- T. KHOE, J. LIVINGOOD, W. RAMLER  
Proposed Argonne - Midwest Accelerator (Argonne National Laboratory).  
I.C.C. Oxford 1969.
- H.G. BLOSSER, M.M. GORDON, D.A. JOHNSON  
Proposed Michigan State University Trans-Uranic Accelerator Facility.  
(Cyclotron laboratory and Department of Physics, Michigan State University).  
I.C.C. Oxford 1969.
- 39 - O. BOTTGER, R.W. MULLER  
Acceleration of very heavy ions by means of a two cyclotron facility.  
(A.E.G.-Forschungsinstitut) I.C.C. Oxford 1969.
- 40 - C. GOLDSTEIN, A. LAISNE  
Etude du rassembleur à harmoniques de l'accélérateur linéaire à ions lourds d'Orsay.  
Rapport interne 67.E.03.

- 41 - C. GOLDSTEIN, A. LAISNE  
Third harmonic simulated Buncher.  
N.I.M. - vol. 61 (1968) n° 2.
- 42 - R. PERRY  
Multiple harmonic Buncher for linear accelerator  
Argonne National Laboratory - ANLAD 74.
- 43 - W. MYERS  
The A.N.L. second harmonic Buncher.  
1964 - Linear accelerator conference (20.24 July 1964) MURA.
- 44 - A. LAISNE, M. MOREL  
Dispositif électronique du rassembleur à harmonique.  
(Note interne I.P.N. Orsay).
- 45 - P.M. LAPOSTOLLE  
Bunching.  
1968 - proton linear accelerator conference (Part. 1) - Brookhaven  
National Laboratory.
- 46 - C.R. EMIGH  
Double drift Buncher.  
1968 - proton linear accelerator conference (Part. 1) B.N.L.

## R E M E R C I E M E N T S

Je tiens à remercier, en la personne de Monsieur le Professeur RIOU, la Direction du laboratoire de Physique Nucléaire qui m'a permis de préparer cette thèse.

Monsieur CABRESPINE, chef du service d'électronique des accélérateurs d'Orsay, qui m'a dirigé et conseillé tout au long de cette étude, trouvera ici l'expression de ma profonde gratitude.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur LAPOSTOLLE qui m'a prodigué de précieux conseils.

Je suis redevable, à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, d'avoir réalisé des mesures à la cuve rhéographique, et je remercie son Directeur Monsieur le Professeur SARAZIN ainsi que les membres de son équipe, Monsieur CHABERT, Madame COUCHOUD, Messieurs HADJOUT et POIZAT, Madame JOSS, qui m'ont aidé lors de mon séjour parmi eux.

Je dois remercier Monsieur DUPONT (Thomson-CSF), pour la connaissance qu'il m'a apportée, de certains programmes de calcul.

Il m'est agréable de citer les noms des personnes du S.E.A. qui ont, à des degrés divers, influencé cette thèse : Mademoiselle BOURGAREL, Messieurs BARON, BIETH, CARBONEL, JUNQUERA, LIEBE. Je tiens à faire une mention particulière pour Monsieur LAISNE, dont les compétences m'ont été d'un grand secours. Toute ma gratitude enfin à Madame MAC FARLANE et Mademoiselle ULRICH qui ont réalisé les figures qui illustrent ce mémoire.



## TABLE DES MATIERES

- I - INTRODUCTION
- II - DETERMINATION DE LA GEOMETRIE DE LA STRUCTURE ACCELERATRICE
  - A - LA FOCALISATION
    - 1 - Généralités
    - 2 - La grille de Berkeley : Le calcul de Smith et Gluckstern
    - 3 - La grille de type Orsay
      - a) - application du formalisme de Smith et Gluckstern
      - b) - étude de la transparence
      - c) - étude de la température d'équilibre
      - d) - étude sur une maquette 23 électrodes
    - 4 - Conclusion
  - B - LE SYNCHRONISME
    - 1 - Détermination des longueurs de répétitions
      - a) - notations
      - b) - formule du facteur de temps de transit
      - c) - étude du coefficient de claquage
      - d) - mise en équation du calcul des électrodes
      - e) - programme LONG REPET
    - 2 - Obtention de la courbe de tension théorique : définition de l'accélérateur
    - 3 - Mesures sur l'accélérateur : répartition de tension réelle
      - a) - la méthode des perturbations
      - b) - méthodes des mesures
      - c) - autres méthodes
    - 4 - Résultats et discussion des résultats
      - a) - source de l'écart de tension
      - b) - influence de l'écart de tension
      - c) - acceptance
      - d) - oscillation de phase
      - e) - conclusion
  - C - CONCLUSION

### III - PROGRAMME DE DYNAMIQUE DES PARTICULES

#### A - INTRODUCTION

#### B - MESURES A LA CUVE RHEOGRAPHIQUE

#### C - DESCRIPTION DES PROGRAMMES

##### 1 - Programme POLIS

##### 2 - Programme VALUE

##### 3 - Programme MORAD

a) - organigramme simplifié du programme

b) - calcul du champ électrique,  $E_x$  et  $E_z$  :  
sous-programme CHELE

c) - équations du mouvement et intégration par la méthode  
de Runge-Kutta

##### 4 - Programme RESUL

#### D - ETUDES PRELIMINAIRES

##### 1 - Facteur de temps de transit

##### 2 - Phase de synchronisme

##### 3 - Diagramme d'acceptance

#### E - ETUDE DE LA DYNAMIQUE DES PARTICULES DANS L'ACCELERATEUR LINEAIRE

##### 1 - Estimation des pertes introduites par la répartition de tension

##### 2 - Rendement radial et émittance d'entrée

##### 3 - Rendement radial et émittance de sortie

##### 4 - Dispersion en énergie

##### 5 - Dispersion de phase

##### 6 - Nouvelle estimation du rendement théorique de l'accélérateur

a) - rendement de transparence

b) - rendement théorique sans rassembleur

c) - considérations sur le facteur de gain introduit par le  
rassembleur

##### 7 - Explication du fonctionnement des grilles

a) - focalisation par la grille Orsay ( $\gamma = 1/3$ )

b) - trajectoire des particules dans l'accélérateur

##### 8 - Conclusion

#### F - CONCLUSION

#### IV - ETUDE EXPERIMENTALE DU FAISCEAU

##### A - INTRODUCTION

##### B - PARTICULES ACCELEREES ET RENDEMENT

- 1 - Particules accélérées
- 2 - Rendement de l'accélérateur
  - a) - les cibles de mesures
  - b) - mesure du rendement

##### C - MESURE DE L'EMITTANCE DE SORTIE

- 1 - Description de l'appareillage
- 2 - Résultats
- 3 - Discussion des résultats
  - a) - calcul d'erreur
  - b) - comparaison avec les résultats du programme MORAD
  - c) - conclusion

##### D - MESURE DE LA DEFINITION EN ENERGIE

- 1 - Description de la méthode
- 2 - Calcul du dispositif et optimisation
- 3 - Réglage du dispositif expérimental et mesure
- 4 - Résultat et comparaison avec le calcul

##### E - DISPERSION EN PHASE

##### F - CONCLUSION

#### V - PREMIERES ETUDES SUR L'OPTIMISATION DU SYSTEME DE FOCALISATION

##### A - INTRODUCTION

##### B - MODELE THEORIQUE DE 20 ELECTRODES : ETUDE DE L'INFLUENCE DE $\gamma$

- 1 - Description de la maquette théorique
- 2 - Influence des paramètres d'entrée sur le choix de la grille
  - a) - résultats obtenus
  - b) - explication des résultats
- 3 - Influence de l'émittance de sortie sur le choix de la grille
  - a) - résultats
  - b) - conclusions
- 4 - Conclusions

##### C - PROPOSITION D'ETUDES POUR L'AMELIORATION DE LA STRUCTURE FOCALISANTE DE L'ACCELERATEUR

- 1 - Cas où l'on ne modifie pas le diamètre interne des électrodes

- a) - diamètre du faisceau entrant dans l'accélérateur
- b) - réduction artificielle du diamètre de l'électrode
- 2 - Cas où l'on modifie le diamètre intérieur des électrons
  - a) - diamètre intérieur des électrodes contantes
  - b) - modification de la forme de l'embout des électrodes
- 3 - Simplification de la technologie de la grille

#### D - CONCLUSION

### VI - CONCLUSION

#### ANNEXE I - ETUDE DU RASSEMBLEUR

- A - INTRODUCTION
- B - HYPOTHESE DE TRAVAIL
- C - RASSEMBLEUR IDEAL
- D - RASSEMBLEUR CLASSIQUE
- E - ETUDE D'UN RASSEMBLEUR A HARMONIQUES
  - 1 - Le rassembleur à harmonique 2 du A.N.L.
  - 2 - Rassembleur à harmonique 3 simulé
- F - ETUDE PRELIMINAIRE
- G - REALISATION PRATIQUE

#### ANNEXE II - PROPOSITION DE NOUVELLE STRUCTURE FOCALISANTE

#### REFERENCES

#### TABLE DES MATIERES

#### REMERCIEMENTS



